

N° d'ordre :

THÈSES

présentées à la

Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur - Ingénieur

Spécialité : MECANIQUE des FLUIDES

par

Rémy PÉRY

1 ère THESE : Etude de la densité électronique dans le sillage de cylindres placés dans des écoulements supersoniques de gaz raréfiés faiblement ionisés.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Juin 1967 devant la Commission d'Examen

Mr. Ed. A. BRUN.. Président

MM. DELCROIX..... }
NAPOLITANO..... } Examineurs

CLOUPEAU.....Invité

PARIS 1967

THÈSES

présentées à la
Faculté des Sciences de l'Université de Paris

pour obtenir

Le Titre de Docteur - Ingénieur
Spécialité : MECANIQUE des FLUIDES

par

Rémy PÉRY

1 ère THESE : Etude de la densité électronique dans le sillage de
cylindres placés dans des écoulements supersoniques
de gaz raréfiés faiblement ionisés.

2 ème THESE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Juin 1967 devant la Commission d'Examen

Mr. Ed. A. BRUN.. . . . Président

MM. DELCROIX.....
NAPOLITANO

} Examineurs

CLOUPEAU.....Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41549003_0038

UNIVERSITE DE PARIS
FACULTE DES SCIENCES DE PARIS
PROFESSEURS

Le Doyen M. ZAMANSKY

PRENANT	T Anatomie & histologie comparée	J.P. MATHIEU	T Physique optique	BELLAIR	T Géologie SPCN
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	COUTEAUX	T Cytologie	COTTE	T Physique Electricité
PREVOST	T Chimie organique	CHOQUET	T Théorie des fonctions & topologie	DUBOIS JE	T Chimie organique physique
WYART	T Minéralogie & Cristallographie	FELDMANN	T Biologie végétale marine	LAMOTTE	T Zoologie ENS
TEISSIER	T Zoologie	JOST	T Physiologie comparée	OLMER	T Energétique générale
AUGER	T Physique quantique & relativité	FORTET	T Calcul des probabilités & physique mathématique	GAUTHIER	T Mécanique Appliquée
MONNIER	T Physiologie générale	SCHWARTZ	T Calcul différentiel & intégral	BARCHEWITZ	T Chimie Physique
PIVETEAU	T Paléontologie	CHOUARD	T Physiologie végétale	BROSSEL	T Physique atomique
ROCARD	T Physique E.N.S.	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique)	BUSER	T Physiologie comparée
CARTAN	T Mathématiques E.N.S.	BRELOT	T Analyse supérieure	CAMUS	T Physiologie végétale
LAFFITE	T Chimie générale	NORMANT	T Synthèse organique	CURIEN	T Minéralogie & cristallographie
N...	T Géométrie supérieure	RENARD	T Chimie appliquée	POSSOMPES	T Zoologie
COULOMB	T Physique du globe	DUGUE	T Statistique mathématique	PULLMANN	T Chimie quantique
Mlle COUSIN	T Biologie animale SPCN	SOULAIRAC	T Psychophysiologie	TEILLAC	T Physique nucléaire & radio-activité
CHRETIEN	T Chimie minérale	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée	VILLE	T Econométrie
BOCQUET	T Zoologie	KIRRMANN	T Théories chimiques	WILLEMART	T Chimie CPEM
KASTLER	T Physique E.N.S.	CHADEFAUD	T Botanique	FREYMANN	T Recherches physiques
EPHRUSSI	T Génétique	Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutrition	ROLLET	T Chimie minérale
GAUTHERET	Biologie végétale CPEM	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie	Mlle JOSIEN	T Chimie SPCN
LUCAS R.	Recherches Physiques	DEVILLERS	T Anatomie & histologie comparées	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique & théorie des groupes
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	EHRESMANN	T Topologie algébrique	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
MORAND	T Physique enseignement	FRANCON	T Physique SPCN	LUCAS G.	T Géologie
SOLEILLET	T Physique CPEM	GLANGEAUD	T Géographie physique, géologie dynamique	AILARD	T Chimie physique
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides	DODEMENT	T Mathématiques MGP	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales
DRACH	T Zoologie	PISOT	T Technique mathématique de la physique	BRICARD	T Météorologie
QUENEY	T Météorologie & dynamique de l'atmosphère	ROCH	T Géologie	Mme ALBE-FESSARD	T Psycho-physiologie
GALLIEN	T Embryologie	SCHATZMANN	T Astrophysique	M. JULIA	T Etude des molécules naturelles complexes
EICHHORN	T Botanique	TERMIER	T Géologie générale	MAGAT	T Physico-Chimie des rayonnements
DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN	ZAMANSKY	T Mathématiques générales	Mlle QUINTIN	T Electrochimie
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique	LENNUIER	T Physique MGP	MONOD	T Chimie du métabolisme
THELLIER	T Physique du globe	ROUTHIER	T Géologie appliquée	DE POSSEL	T Analyse numérique
PONCIN	T Mécanique générale	Mme TONNELAT	T Physique théorique	CHARLOT	T Chimie analytique
DUBREIL	T Arithmétique & théorie des nombres	DIXMIER	T Mathématiques MPC	CHATELET	T Chimie CPEM
QUELET	T Chimie organique	SOUCHAY	T Chimie générale	MATTLER	T Physique SPCN
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	AIGRAIN	T Electrotechnique	BOUSSIÈRES	T Radiochimie
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire	BRUSSET	T Chimie systématique	Mme COUTURE	T Thermodynamique & mécanique physique
CUVILLIER	T Micropaléontologie	LEVY	T Physique théorique des hautes énergies	FRANC	T Biologie animale CPEM
JUNG	T Géologie	Mme CHAIX	T Chimie biologique	SCHNELL	T Botanique tropicale
TRILLAT	T Microscopie & diffraction électronique	Mme HUREL PY	T Biologie végétale CPEM	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
WIEMANN	T Chimie organique & structurale	PANNETIER	T Chimie générale I	ACHER	T Chimie biologique
VASSY	T Physique de l'atmosphère	BRUN	T Mécanique des fluides I	BAUDOIN	T Biologie animale CPEM
DESTOUCHES	T Théorie physique	Mme DUBREIL	T mathématiques (agrégation)	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
AMIEL	T Chimie générale	Mme LELONG	T Mathématiques II E.N.S.	BLAMONT	Géophysique ionosphère
HOCART	T Minéralogie & cristallographie			BOUREAU	T Botanique
				CURIE D.	Physique MGP

DURAND DELGA	T Géologie	NICOLAS	Géologie appliquée	COHEN TANNOUDJI	Physique atomique
HELLER	T Physiologie végétale	PANICEL	Biologie générale	TAVERNIER	Physique CPEM
TORTRAT	T Calcul des probabilités	RAVIER	T Pétrographie	DURAND M.	Biologie animale SPC N
CAILLEUX	T Géologie SPCN	MOREL F.	T Physiologie comparée	PASCAUD	Physiologie
MAGNAN	Physique Electricité	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides	Mme PETIT	Biologie animale CPEM
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire	ROUBINE	Electronique E.S.E.	CAGNAC	Physique (agrégation)
Mle FOURCROY	Biologie végétale SPCN	SILBER	T Chimie CPEM	FALK-VAIRONT	Physique nucléaire
Mme CHOQUET-BRUHAT	Mécanique analytique & mécanique céleste	UEBERSFELD	T Electronique	KRASNER	T Mathématiques
Mle WEIL	T Physiologie générale		T Théories physiques	BENZECRI	T Statistiques
LWOFF	T Microbiologie	HERVE	T Mathématiques	VINH MAU	Physique MGP
SIESTRUNCK	T Mécanique physique & expérimentale	Mme PECKER-WIMEL	T Astrophysique	DUQUESNES	Physique CPEM
CABANNES	T Mécanique générale	BALKANSKI	Physique MPC	SCHUTZENBERGER	Programmation
CAIRE	T Géographie physique & géologie dynamique	LE CORRE	T Electricité	TREMILLON	Chimie MPC
COMOLET	Mécanique des fluides	NATAF	T Physique nucléaire & radioactivité	FAYARD	Chimie MPC
DELLOUE	T Physique de l'exosphère	ECHALIER	Biologie animale CPEM	BUVET	Chimie CPEM
HOUILLON	Biologie animale CPEM	BARRAUD	T Physique CPEM	AUTHIER	Physique MPC
OLIVIER	Anthropologie	DARS	Géologie structurale & Appliquée	PICINBONO	T Physique CPEM
SAMUEL	T Mathématiques (ENS jeunes filles)	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)	BONNEFILLE	Electronique
THIRY	T Mécanique céleste	VICHNIEVSKI	T Mécanique industrielle	Mme PUISEUX-DAO	Biologie végétale
ABELES	T Physique SPCN	SIGWALT	T Chimie SPCN		
AMAT	T Thermodynamique	BLAQUIERE	Electronique		
AUBOIN	T Géologie	BARUCH	Physique propédeutique		
Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique Nucléaire & radioactivité	ARNOUS	T Physique théorique		
BOUGIS	Biologie végétale marine Villefranche-s/-mer	SLONIMSKI	Génétique		
RIGAUDY	T Chimie SPCN	MALLIAVIN	T Mathématiques propédeutique		
COLLONGUES	Chimie CPEM	GAUDEMAR	Chimie propédeutique		
DUBERT	Biochimie	BROUSSE	T Mécanique théorique		
NOZIERES	Physique Générale	ROSCH	T Astronomie		
CADIOT	Chimie organique	CUY	T Physique expérimentale		
IVANOFF	Océanographie physique	LAZARD	Mathématiques MPC		
FRANCOIS	Zoologie	MOREL P.	Physique MPC		
TALBOT	Génie chimique	ARSAC	Programmation		
Mme NOUGAREDE	Botanique	LEFEBVRE	Chimie MPC		
BRUHAT	T Mathématiques MPC	BOB	Physique Propédeutique		
FOURNET	Electricité générale	CHAPEVILLE	Biochimie		
DEHEUVELS	T Mathématiques propédeutique	BENOIT	Physique CPEM		
FURON	T Géologie SPCN	RIO	Chimie CPEM		
Mme GANS	T Génétique	JAUZEIN	Géologie ENS		
GENEVES	Biologie végétale CPEM	PREVOST G.	Biologie végétale CPEM		
HUPE	T Pétrographie	FAVARD P.	Biologie animale CPEM		
HOLLANDE	T Biologie générale	Mme CHARNIAUX	Evolution des êtres organisés		
LIONS	T Analyse numérique	-COTTON			
MAITTE	T Chimie organique	Mle FICINI	Chimie CPEM		
		LEQUEUX	Astronomie		

LE SECRETAIRE GENERAL

UNIVERSITE DE PARIS
FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

Janvier 1966

PROFESSEURS

MANGENOT G.	T Biologie végétale	GUERIN	T Chimie des gaz et des combustibles	BOURDU	Physiologie végétale
JACQUINOT P.	T Optique	LESIEUR	T Mathématiques MPC et algèbre	BERKALOFF	Biologie animale CPEM
GUINIER	T Electricité & physique des solides	KOURGANOFF	T Astronomie	Mlle LEFORT	Biologie cellulaire CPEM
GRIVET	T Electronique	ARNOULT	T Physique électronique	Mme LAMBERT	Physique CPEM
BLANC-LAPIERRE	T Accélérateur linéaire	KAHANE	T Mathématiques	BIZOT	Physique MPC
L'HERITIER	T Génétique des virus	BROCHARD	T Physique propédeutique	GUIRAUD	Mecanique
LEMEE	T Ecologie végétale	Mme ROIZEN	T Physique CPEM	LABOUESSE	Chimie SPCN
MOYSE	T Physiologie végétale	BERTEIN	T Electronique		
DODE	T Chimie thermodynamique	MALGRANGE	T Mathématiques		
DENY	T Mathématiques	CORABOEUF	T Physiologie animale		
RIVIERE	T Géologie générale à sédimentation	FRIEDEL	T Physique des solides		
MICHEL	T Chimie minérale	CHEVAUGEON	T Cryptogamie		
MAY	T Anatomie comparée	MEYER	T Physique théorique & atomique		
DELANGE	T Mathématiques	LEHMANN	T Accélérateur linéaire		
CHAPELLE	T Physique expérimentale	CHABBAL	T Physique propédeutique		
LACOMBE	T Métallurgie	DELCROIX	T Physique des plasmas		
BENOIT	T Physiologie générale	CERF	T Mathématiques		
GUINOCHE	T Biologie végétale SPCN	D'ESPAGNAT	T Physique théorique		
NERON	T Mathématiques	SCHAEFFER	T Microbiologie		
NOZERAN	T Botanique approfondie	DE GENNES	T Physique des solides		
CASTAING	T Thermodynamique	Mme MARTY	Physique propédeutique		
ELLENBERGER	T Géologie structurale	GOURDIN	Physique théorique		
LEDERER	T Chimie biologique	PEREZ-Y-JOREA	Physique propédeutique		
RIZET	T Génétique	GORENFLOT	Biologie végétale SPCN		
LENDER	T Biologie animale SPCN	RIOU	Physique nucléaire		
POITOU	T Mathématiques	BROUSSE	Géologie SPCN		
FREON	T Chimie organique	LIOTET	Physiologie végétale		
TONNELAT	T Biologie physico-chimique	CLAUSER	Chimie biologique		
BRUNN	T Géologie historique	JANCOVICI	Physique atomique		
JEAN	T Physique nucléaire	LURCAT	Physique propédeutique		
BERGERARD	T Zoologie	LE BERRE	Entomologie		
ROGER	T Paléontologie	LAVOREL	Biophysique		
LEFORT	T Chimie nucléaire	PERIO	Physique propédeutique		
LAGARRIGUE	T Physique des hautes énergies	PETIZON	Stéréochimie		
JULLIEN	T Chimie structurale organique	CHEMLA	Chimie des isotopes		
ARNULF	T Optique	MAZIERES	Chimie SPCN		
ROUAULT	T Diffraction électronique	VILKAS	Chimie CPEM		
MARECHAL	T Optique théorique et appliquée	BLANDIN	Physique des solides		
MAZET	T Mécanique générale	BRUN G.	Génétique		
DAVID	T Chimie agrégation	MERCOUROFF	Physique agrégation		
		ANDRE	Microscopie électronique		
		CHEVALLIER	Physiologie animale		
		Mlle MARCOU	Biologie cellulaire CPEM		

Il est évident que la femme est le centre de la vie humaine. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation.

La femme est le centre de la vie humaine. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation.

à ma femme,
pour sa totale compréhension.

La femme est le centre de la vie humaine. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation.

La femme est le centre de la vie humaine. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation. Elle est la source de la vie, la source de la culture, la source de la civilisation.

J'exprime ma très profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur BRUN qui, bien que n'étant pas spécialiste de la physique des plasmas, a eu l'idée de ces études d'écoulements ionisés dès la construction de la soufflerie, et qui, par la suite, m'a beaucoup aidé dans la rédaction de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur DELCROIX (Directeur Scientifique à la Direction des Recherches et Moyens d'Essais), Monsieur NAPOLITANO (Professeur à l'Université de Naples et Professeur d'échange à la Faculté des Sciences de Paris), ainsi que Monsieur CLOUPEAU (Maître de recherche au Centre National de la Recherche Scientifique) qui ont bien voulu s'intéresser à mon travail et faire partie du Jury de cette thèse.

Je remercie également Monsieur DE LEEUW (Professeur à l'Université de Toronto) qui m'a donné de nombreux conseils lors de son séjour dans notre laboratoire, ainsi que Monsieur FITAIRE (Maître-Assistant à la Faculté des Sciences d'Orsay) pour son analyse critique des procédés de mesure.

Je dois témoigner ma reconnaissance à toutes les personnes du laboratoire qui m'ont si gentiment aidé, principalement à l'équipe des chercheurs et techniciens travaillant à la soufflerie SR 3, et, en particulier, à Monsieur TREPAUD, qui m'a fait bénéficier de sa propre expérience en ce qui concerne l'étude des sillages non-ionisés.

Enfin, ce travail n'a pu être réalisé que grâce à l'appui financier de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais (contrat n° 65-262).

TABLE DES MATIERES

	pages
<u>NOTATIONS</u>	4
<u>INTRODUCTION</u>	7
<u>I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	9
1 - Principes de l'ionisation par haute fréquence	9
2 - Adaptation en soufflerie de l'ionisation par haute fréquence	12
2-1 Les travaux précédents	12
2-2 Le générateur et les circuits HF	13
2-3 Dispositif d'ionisation à nombre de Mach 2	13
2-4 Dispositif d'ionisation à nombre de Mach 4	14
<u>II - PRINCIPE DES MESURES DES CARACTERISTIQUES DU PLASMA PAR LES SONDES ELECTROSTATIQUES</u>	16
1 - Conditions de mesure en soufflerie, et autour de la maquette	16
1-1 Sondes en régime moléculaire libre	16
1-2 Exploration à potentiel constant	17
2 - Rappel succinct des théories générales des sondes de Langmuir	18
2-1 Mesure de T_e et détermination de V_p	18
2-2 Mesure de la densité électronique n_e	19
2-3 Mesure de la densité ionique n_i	20
2-3-1 Loi de charge d'espace de Child-Langmuir	21
2-3-2 Loi de charge d'espace de Langmuir-Blodgett	22
2-3-3 Autres théories	23
3 - Utilisation des sondes aux très basses densités ioniques	23

3-1	Théorie de Langmuir pour les "gainnes infinies"	24
3-2	Cas des collisions dans la gaine ; résultats de Schulz et Brown	25
4	Influence de l'orientation de la sonde dans un écoulement supersonique	27
III	<u>RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX SONDAS</u>	29
1	Caractéristiques moyennes du plasma	29
1-1	Température électronique	30
1-2	Potentiel de plasma	31
2	Comparaison des courants des sondes perpendiculaires aux courants des sondes parallèles	31
3	Evaluation de n_e à partir du courant électronique au potentiel de plasma	32
3-1	Résultats	32
3-2	Interprétation des résultats	33
4	Influence de la géométrie des sondes	34
4-1	Influence de la longueur de la sonde	34
4-2	Influence du diamètre de la sonde	35
5	Conclusion : utilisation de ces résultats pour des mesures relatives	37
IV	<u>RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX PROFILS DE DENSITE IONIQUE</u>	38
1	Distribution de l'ionisation dans la veine seule	38
1-1	Rappel des caractéristiques aérodynamiques	38
1-2	Répartition de la densité ionique dans la veine libre	38
2	Sillages de cylindres en régime moléculaire libre et quasi-moléculaire libre	39

2-1	Sillage aérodynamique	40
2-2	Sillage ionisé	41
2-2-1	$M = 2, K_n = 3$	41
2-2-2	$M = 4, K_n = 3$	41
2-2-3	Influence du nombre de Mach	42
2-2-4	Influence du nombre de Knudsen	43
3	Influence de la polarisation de maquette en régime quasi-moléculaire libre	44
4	Remarque sur les sillages en régime continu dans les écoulements à basse pression	45
V	<u>INTERPRETATION DES RESULTATS - CONCLUSION</u>	47
1	Valeurs des paramètres fondamentaux du problème	47
1-1	Cas de l'ionosphère	47
1-2	Nos conditions expérimentales	47
2	Rappel sur les théories permettant d'évaluer les densités électroniques et ioniques dans le sillage de bras d'antenne de satellites traversant l'ionosphère	49
3	Analyse empirique de nos résultats	50
3-1	Remarque sur les constantes de diffusion des charges électriques	50
3-2	Remarque sur les phénomènes de concentration des charges autour de la maquette	53
4	Conclusions	54
	<u>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</u>	56

NOTATIONS

A	aire de la sonde,
A_g	aire de la surface extérieure de la gaine de charge d'espace,
α	coefficient exposant de r ,
D_a	coefficient de diffusion ambipolaire,
D_e	coefficient de diffusion des électrons,
D_i	coefficient de diffusion des ions,
d	épaisseur de la gaine de charge d'espace,
$\vec{E}$	champ électrique,
E_0	amplitude du champ électrique,
e	charge de l'électron,
$\vec{F}$	force agissant sur un électron dans le champ $\vec{E}$,
f	fréquence du champ électrique $\vec{E}$,
h	longueur de Debye,
I	courant ionique local dans le sillage pour $V = -36$ volts,
I_∞	courant ionique en amont de la maquette pour $V = -36$ volts,
I_e	courant électronique,
I_{e0}	courant électronique au potentiel de plasma,
I_i	courant ionique,
I_s	courant total de la sonde,
$I_\perp$	courant ionique d'une sonde perpendiculaire à l'écoulement, pour $V = -36$ volts,
$I_\parallel$	courant ionique d'une sonde parallèle à l'écoulement, pour $V = -36$ volts,
J_d	paramètre utilisé par Schulz et Brown,
j_e	densité de courant électronique,
j_i	densité de courant ionique,
K_n	nombre de Knudsen,
k	constante de Boltzmann,
L	longueur de la sonde,

M	nombre de Mach,
m_e	masse d'un électron,
m_i	masse d'un ion,
m_n	masse d'une molécule neutre,
N_d	paramètre utilisé par Schulz et Brown,
n_e	densité électronique,
n_i	densité ionique,
$n_{i\infty}$	densité ionique en amont de la maquette,
n_0	densité du plasma neutre lorsque $n_i = n_e$,
P	paramètre utilisé par Schulz et Brown,
$\bar{P}$	puissance moyenne,
p	pression statique du gaz,
p_t	pression locale mesurée avec un tube de Pitot en régime moléculaire libre,
$p_{t\infty}$	pression mesurée avec un tube de Pitot en régime moléculaire libre en amont de la maquette,
r	rayon de la sonde,
T	température statique locale,
T_e	température des électrons,
T_i	température des ions,
T_n	température des particules neutres,
T_0	température génératrice de l'écoulement,
T_p	température de paroi de la maquette,
T_∞	température statique en amont de la maquette,
U	vitesse locale de l'écoulement dans le sillage,
U_∞	vitesse de l'écoulement en amont de la maquette,
V	tension de la sonde comptée par rapport au potentiel de plasma,
V_f	potentiel flottant de la sonde ou de la maquette,
V_c	tension équivalente à la température ionique,
V_p	potentiel de plasma,

- V_s tension de la sonde par rapport à la masse,
 V_a vitesse transversale de diffusion ambipolaire des ions,
 V_i vitesse transversale de diffusion libre des ions,
 $\bar{V}_e$ vitesse quadratique moyenne des électrons,
 $\bar{V}_n$ vitesse quadratique moyenne des particules neutres,
 x abscisse comptée par rapport à l'axe de la maquette,
 y ordonnée comptée par rapport à l'axe de la maquette,
 α paramètre utilisé par Schulz et Brown,
 β, γ fonctions intervenant dans la loi de charge d'espace de
 Langmuir-Blodgett,
 E base des logarithmes népériens,
 ϵ_0 constante diélectrique du vide,
 ϕ paramètre utilisé par Schulz et Brown
 λ_e libre parcours moyen électrons-neutres,
 λ_i libre parcours moyen ions-neutres,
 λ_n libre parcours moyen des particules neutres,
 μ_e mobilité des électrons,
 μ_i mobilité des ions,
 ν_e fréquence de collision des électrons avec les particules neutres,
 ν_i fréquence de collision des ions avec les particules neutres,
 ν_n fréquence de collision des particules neutres,
 ρ masse volumique locale dans le sillage,
 ρ_∞ masse volumique en amont de la maquette,
 τ temps de transit des ions à travers la gaine,
 ω pulsation du champ électrique $\vec{E}$.

INTRODUCTION

L'intérêt de l'étude des sillages ionisés en gaz raréfié est d'autant plus marqué qu'il existe très peu de travaux dans ce domaine. Les recherches récentes portant sur des écoulements supersoniques ou hypersoniques sont orientées principalement vers les études d'ondes de choc.

Il serait extrêmement utile de pouvoir reproduire, en soufflerie, le phénomène d'ionisation thermique naturelle. Or, en soufflerie, la température maximale atteinte dans la couche de choc localisée en avant d'une maquette, est légèrement inférieure à la température génératrice de l'écoulement. Le degré d'ionisation du gaz dans la chambre de tranquillisation est, par conséquent, au moins égal au degré d'ionisation de ce gaz dans la couche de choc. Les temps de recombinaison, aux pressions qui nous intéressent, sont suffisamment grands pour que nous ayons toujours du gaz ionisé en amont de l'onde de choc.

Nous limiterons donc nos travaux à des écoulements de gaz déjà ionisé en amont de l'onde de choc.

L'ionisation est obtenue par le passage du gaz à travers une bobine alimentée en courant alternatif haute fréquence. Pour un nombre de Mach égal à 2, cette ionisation est réalisée au niveau de la chambre de tranquillisation tandis qu'au nombre de Mach 4, elle est produite entre le col et le plan de sortie de la tuyère.

Les densités électroniques obtenues sont comprises entre 10^6 et 10^8 électrons par centimètre cube. Pour ces faibles densités électroniques, les ions ont de nombreuses collisions avec les particules neutres pendant la traversée de la gaine de charge d'espace qui environne la sonde électrostatique. En ce cas, il est nécessaire d'étalonner les sondes dans la veine libre avant de pouvoir les utiliser pour les mesures.

Nous avons étudié les sillages de cylindres placés dans

des écoulements supersoniques en régime moléculaire libre et quasi-moléculaire libre. Nous avons montré l'influence du nombre de Knudsen sur l'allongement relatif du sillage.

Puis nous avons étudié l'influence de la polarisation de la maquette sur la répartition de la densité ionique dans le sillage et, principalement, le net raccourcissement de ce sillage lorsque cette polarisation est positive.

L'ensemble de ces résultats permet d'envisager, pour des cylindres placés en écoulements supersoniques de gaz très faiblement ionisés, de nouvelles études concernant les mesures des forces de traînée d'origine électrique ; ces forces sont dues au déplacement relatif des charges réparties à la surface du modèle par rapport aux charges du plasma qui n'est pas localement neutre dans le sillage. L'intérêt de ces études est grand, car on considère que ces forces de traînée électrique sont supérieures aux forces de traînée aérodynamique pour un satellite se déplaçant dans l'ionosphère.

CHAPITRE 1

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - PRINCIPES DE L'IONISATION PAR HAUTE FREQUENCE

De très nombreux auteurs ont traité le problème de l'ionisation d'un gaz sous l'action d'un champ électrique alternatif dans la gamme des fréquences radio-électriques. Nous retiendrons tout particulièrement l'étude de synthèse de G. Francis [1], dont nous rappelons ici les principaux résultats qui s'appliquent à nos conditions expérimentales.

Le caractère fondamental de l'ionisation d'un gaz, maintenu sous basse pression dans un volume déterminé et soumis à un champ électrique alternatif, est que les charges électriques restent localisées dans ce volume, et que l'on tend ainsi vers un état d'équilibre qui ne dépend que des caractéristiques du gaz et du champ électrique, sans que les phénomènes secondaires aux parois modifient cet équilibre.

Les caractéristiques du gaz sont : sa nature, sa pression, sa température, le libre parcours moyen λ_n et la fréquence de collision ν_n des particules neutres.

Les caractéristiques du champ électrique sont : sa direction, son amplitude et sa pulsation.

Les caractéristiques de l'état ionisé atteint sont : la densité électronique n_e , la densité ionique n_i , la température électronique T_e , la température ionique T_i , les libres parcours moyens ion-neutre λ_i et électron-neutre λ_e , ainsi que les fréquences de collision ion-neutre ν_i et électron-neutre ν_e .

Dans le volume du gaz où existe le champ électrique $\vec{E}$ les électrons sont soumis à une force, $\vec{F} = e\vec{E}$, qui les accélère suivant la direction du champ. Lors des collisions, les vitesses sont redistribuées aléatoirement et les électrons conservent ainsi l'énergie

gagnée dans la direction du champ.

La puissance moyenne acquise par les électrons peut s'exprimer par la relation [1] :

$$\bar{P} = \frac{n_e e^2 E_0^2}{2 m_e \omega} \cdot \frac{\nu_e / \omega}{1 + \frac{\nu_e^2}{\omega^2}} . \quad (1)$$

Ainsi, pour une pulsation ω donnée, la puissance $\bar{P}$ est maximale lorsque $\nu_e \simeq \omega$ (figure 1).

Pour situer nos conditions expérimentales, nous pouvons évaluer la fréquence de collision des électrons avec les particules neutres à l'aide des formules classiques de la théorie cinétique des gaz.

En remarquant que :

$$\bar{v}_n^2 = \frac{3 k T_n}{m_n} , \quad \bar{v}_e^2 = \frac{3 k T_e}{m_e} ,$$

$$\nu_n = \frac{\bar{v}_n}{\lambda_n} , \quad \nu_e = \frac{\bar{v}_e}{\lambda_e} ,$$

$$\lambda_e = 4 \sqrt{2} \lambda_n ,$$

il vient :

$$\nu_e = \frac{\nu_n}{4 \sqrt{2}} \sqrt{\frac{T_e}{T_n} \cdot \frac{m_n}{m_e}} . \quad (2)$$

Nous avons porté, sur la figure 2, les courbes représentant la variation de la fréquence de collision ν_n entre particules neutres en fonction de la pression, pour les valeurs des températures qui interviennent dans nos écoulements aux nombres de Mach 2 et 4. Par exemple, pour une pression de 300 microns de mercure, à 300°K, ν_n est de l'ordre de 3.10^6 .

En supposant une température électronique T_e égale à 30 000°K (valeur expérimentale moyenne), la valeur de la fréquence de collision des électrons avec les particules neutres, calculée à l'aide de la relation (2), est approximativement : $\nu_e = 1,2 \cdot 10^9$.

D'autre part, pour une fréquence de 20 MHz, la pulsation du champ électrique est, environ : $\omega = 1,2 \cdot 10^7$.

Nous nous trouvons donc dans le cas où $\nu_e \gg \omega$.

Le problème se simplifie alors, et la puissance moyenne prise par les électrons est égale à :

$$\bar{P} = \frac{n_e e^2 E_0^2}{2 m_e \nu_e} \quad (3)$$

Cette puissance est très faible, et en remarquant que les électrons n'échangent que très peu d'énergie avec les particules neutres, celles-ci ne subissent qu'un très faible échauffement. Ce fait est très important car il permet de supposer, du point de vue aérodynamique, que l'écoulement n'est pas perturbé par l'ionisation. Nous avons utilisé ces conditions d'ionisation pour visualiser des écoulements autour de maquettes et nous avons pu constater, effectivement, en ce qui concerne les positions des zones de gradient de densité, la très bonne correspondance entre les photographies et les mesures de pressions dynamiques en l'absence d'ionisation.

La théorie citée par G. Francis, permet également de déterminer la température électronique, définie dans le cas d'une fonction de distribution maxwellienne des vitesses des électrons :

$$T_e \approx \frac{m_n e^2 E_0^2}{6 k m_e^2 \nu_e^2} \quad (4)$$

Compte-tenu de la relation (2), on obtient :

$$T_e^2 = 5,33 \frac{T_n E_0^2 e^2}{\nu_n^2 k m_e} \quad (5)$$

Etant données les valeurs élevées du champ électrique, la température électronique prend des valeurs comprises entre 10^4 et 10^5 °K.

En conclusion, nous voyons que la fréquence du générateur utilisé n'agit pas sur l'écoulement, tant que $\nu_e > \omega$, ce qui est le cas aux basses pressions. Par contre, si la pression augmente, il y a avantage à augmenter simultanément cette fréquence de façon à transmettre suffisamment de puissance pour ioniser convenablement le gaz. Nous constatons également que la température électronique diminue lorsque la pression du gaz augmente.

2 - ADAPTATION EN SOUFFLERIE DE L'IONISATION PAR HAUTE FREQUENCE

2-1 Travaux précédents

De nombreux laboratoires ont utilisé la technique d'ionisation par excitation électronique à l'aide de champs électriques alternatifs haute fréquence, dans le but de visualiser des écoulements. Nous citerons principalement les travaux effectués au laboratoire de Berkeley où trois procédés ont successivement été mis en oeuvre :

- ionisation par une bobine entourant un tube de verre qui prolonge la chambre de tranquillisation de la soufflerie en amont de l'écoulement, [2,3 et 4] ,
- essais de post-luminescence par injection d'oxyde nitrique dans l'écoulement déjà ionisé au moyen du procédé précédent, [5] ,
- essais de décharges [6] excitées par une source à très basse fréquence (60 Hz).

Ces essais, tous concluants, ont conduit à de bonnes photographies, mais dans tous ces essais, les dimensions géométriques des montages étaient très inférieures à celles de la soufflerie SR 3. Nous avons décidé d'adapter la première de ces techniques, en modifiant quelques caractéristiques de la soufflerie, et en utilisant un générateur haute fréquence de forte puissance.

2-2 Le générateur et les circuits H.F.

Le générateur haute fréquence utilisé est constitué d'une triode de puissance incorporée dans un montage oscillateur à "couplage capacitif". La figure 3 donne le schéma de fonctionnement de ce montage, ainsi que la condition d'entretien des oscillations.

Les principales caractéristiques de la lampe, utilisée en oscillatrice, classe C, avec tension anodique continue filtrée sont :

- tension anodique continue :	4 000 volts,
- tension crête HF de grille :	975 volts,
- courant anodique continu :	800 mA,
- courant continu de grille :	140 mA,
- puissance utile :	2 400 watts,
- fréquence maximale :	60 MHertz.

La figure 4 représente l'ensemble du circuit électrique haute fréquence. Les divers circuits oscillants, la longueur du câble et la self de grille de la lampe doivent être ajustés à la fréquence de fonctionnement. Compte-tenu de la technologie de ces divers éléments, les accords, pour la puissance considérée, ne peuvent être réalisés qu'avec des éléments fixes, ce qui, après divers essais, nous a conduits à n'utiliser qu'une seule fréquence de travail, soit 18 MHz.

2-3 Dispositif d'ionisation à nombre de Mach 2

Les conditions normales de fonctionnement pour nos tuyères Mach 2 correspondent à une pression statique moyenne dans la veine de 40 microns de mercure, soit une pression génératrice de 320 microns de mercure. Dans ce cas, l'ionisation est possible au niveau de la chambre de tranquillisation dans la gamme de fréquence du générateur.

Nous avons réalisé le dispositif schématisé sur la figure 5 ; la distance entre le plan de la bobine d'excitation et le plan de sortie de la tuyère est encore très grande, mais nous ne pouvions plus

la réduire sans risque d'avoir une chambre de tranquillisation trop petite, et qui, de ce fait, n'aurait pu remplir son rôle. Même avec ces dimensions nous avons été obligés de placer un déflecteur convenablement adapté de façon à réduire l'effet de la vitesse de l'écoulement du gaz dans le tube en verre situé avant la chambre de tranquillisation.

Avec un tel dispositif le gaz est luminescent jusqu'à, environ, 40 centimètres en aval du plan de sortie de la tuyère.

2-4 Dispositif d'ionisation à nombre de Mach 4

Dans le cas le plus favorable à l'ionisation, c'est-à-dire celui où la pression statique est de 20 microns de mercure dans la veine, la pression génératrice est de plus d'un millimètre de mercure. Pour cette pression, l'ionisation est très faible et localisée au voisinage de la bobine d'induction.

Nous avons alors changé de montage et utilisé celui représenté sur la figure 6. Nous avons choisi une tuyère en matériau isolant (fibre de verre moulée avec revêtement interne d'araldite poli). La self est placée entre le col et le plan de sortie de la tuyère ; dans cette région, la pression statique à l'intérieur de la tuyère est très proche de la pression statique de la veine et l'ionisation y est très notable : la tuyère a, en effet, un profil évolutif tel que la pression statique, à mi-distance entre le col et le plan de sortie, est environ deux à trois fois celle qui règne dans ce plan de sortie. La self est ainsi placée dans la chambre de tranquillisation où la pression est de l'ordre de quelques millimètres de mercure, on évite que la décharge ne s'amorce directement à ses bornes en utilisant une tension haute fréquence légèrement inférieure à celle pour laquelle cette décharge s'établirait.

Ainsi, par cette nouvelle technique, nous avons pu produire un écoulement d'air ionisé qui est lumineux jusqu'à environ 30 centimètres au-delà du plan de sortie de la tuyère. La luminosité est très nettement augmentée lorsque l'on remplace l'air par de l'azote.

Nous envisageons d'utiliser cette méthode pour visualiser des écoulements à nombre de Mach 6, en bénéficiant du retard à la liquéfaction qui se produit dans les détente à basse pression, et en utilisant ainsi un gaz à la température génératrice de 300°K , pour laquelle il n'est pas nécessaire d'avoir des tuyères métalliques refroidies.

CHAPITRE II

PRINCIPE DES MESURES DES CARACTERISTIQUES DU PLASMA PAR

LES SONDES ELECTROSTATIQUES

Dans ce chapitre, nous serons amenés à citer des auteurs qui ont utilisé des systèmes d'unités différents, principalement les systèmes électrostatique et électromagnétique. Nous avons préféré conserver leurs notations et, pour aider le lecteur, nous rappelons dans le tableau 1 les correspondances entre ces systèmes et le système international.

1 - CONDITIONS DE MESURE EN SOUFFLERIE ET AU VOISINAGE D'UNE MAQUETTE

1-1 Sondes en régime moléculaire libre

Les maquettes utilisées sont des cylindres ou des fils de petits diamètres, placés perpendiculairement à l'écoulement. La forme de sonde la mieux adaptée à cette étude est la forme cylindrique, car la sonde peut ainsi être placée parallèlement à la maquette.

Le repérage de la position de la sonde, dans le plan de mesure, est très aisé. La mesure peut être considérée comme ponctuelle, à l'épaisseur de gaine de charge d'espace près.

Du point de vue aérodynamique, il y a également avantage à choisir, pour cette sonde, le diamètre le plus petit possible pour que l'écoulement soit en régime moléculaire libre.

La longueur de la sonde ne doit être ni trop petite, pour avoir une surface suffisante et ainsi collecter un courant facilement mesurable, ni trop grande pour être nettement inférieure au diamètre du noyau isentropique de l'écoulement.

Nous avons donc adopté, comme sonde de référence, un fil de cuivre de 0,1 millimètre de diamètre et de 10 millimètres de longueur. Ce fil est gainé par un petit tube en verre d'environ 0,5 millimètre de diamètre et de plusieurs centimètres de long ; ce tube permet d'éloigner le support mécanique de la zone de mesure, ainsi que le montre la figure 7.

1-2 Exploration à potentiel constant

Le circuit électrique associé aux sondes est de principe très simple. De nombreux utilisateurs ont réalisé des montages comprenant des amplificateurs électroniques, des circuits analogiques, des oscillographes et des sources de tension basse fréquence en dents de scie permettant de faciliter les dépouillements des mesures ; mais, en présence du générateur haute fréquence qui rayonne beaucoup, à la fois dans l'air et dans le réseau d'alimentation, l'emploi de ces appareils est très délicat, souvent même impossible. Après divers essais, nous avons donc décidé d'utiliser un galvanomètre et un voltmètre à cadre mobile, pour les mesures du courant I_s et de la tension V_s de la sonde.

Le relevé d'une caractéristique de sonde est donc fait, en un point particulier du champ, en déterminant successivement les valeurs de I_s correspondant à diverses valeurs de V_s , le potentiel V_s étant rapporté au potentiel de l'installation métallique. Pour l'exploration du champ de l'écoulement, on adopte une valeur constante, négative, du potentiel de sonde V_s et on mesure le courant de saturation ionique correspondant : $I_s = I$. (1)

La correspondance entre le courant de sonde I et la densité du plasma sera discutée dans le chapitre III. De même le choix de la

(1) Il peut paraître étonnant ici que la valeur particulière de I_s correspondant à un potentiel de -36 volts soit représentée par I sans indice ; cette notation est très pratique pour ce qui suit.

valeur de la tension de polarisation sera justifié par les déterminations du potentiel de plasma et de la température électronique.

2 - RAPPEL SUCCINCT DES THEORIES GENERALES DES SONDES DE LANGMUIR.

De très nombreuses théories, couvrant chacune des domaines plus ou moins étendus sont actuellement à notre disposition pour déterminer les caractéristiques d'un plasma. Les oeuvres originales de Langmuir sont rassemblées dans le livre de G. Suits [7]. Les plus récents sont résumés dans deux ouvrages de F.F. Chen [8] et de J.H. De Leeuw [9].

Dans tous les cas, la détermination de la température électronique T_e et du potentiel de plasma V_p est fondée, de façon très simple, en admettant une fonction de distribution des vitesses maxwellienne pour les électrons. Pour la détermination de la densité électronique n_e , le même procédé est généralement admis, sous réserve d'un courant de sonde suffisamment faible pour ne pas trop appauvrir le plasma en électrons. Par contre, la détermination de la densité ionique devient de plus en plus délicate à mesure que cette densité diminue.

2-1 Mesure de T_e et détermination de V_p

Sur la figure 8, nous avons schématisé une caractéristique de sonde.

Dans la zone β , à partir du potentiel flottant V_f , la variation du courant est due principalement à la variation de courant électronique.

Pour un plasma maxwellien, sans champ magnétique, la densité de courant électronique est donnée par l'expression [10] :

$$j_e = \frac{I_e}{A_g} = e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}} \cdot \exp \left(- \frac{e V}{k T_e} \right) , \quad (6)$$

où e, m_e, T_e, n_e sont respectivement, la charge, la masse, la température cinétique moyenne et la densité des électrons, I_e le courant total de la

sonde, j_e la densité de courant à la surface de la gaine, A_g l'aire de la surface extérieure de cette gaine et $V = V_s - V_p$ la tension de la sonde mesurée par rapport au potentiel de plasma.

Pour les faibles tensions appliquées à la sonde on peut confondre A_g avec l'aire de la surface géométrique de la sonde A .

L'équation (6) peut s'écrire :

$$\text{Log } I_e = \text{Log} \left[A e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}} \right] - \frac{e V}{k T_e} \quad (7)$$

La fonction $\text{Log } I_e = f(V)$ est représentée par une droite de pente :

$$\frac{\Delta \text{Log } I_e}{\Delta V} = - \frac{e}{k T_e} \quad (8)$$

En utilisant les logarithmes décimaux, et en mesurant V en volts,

$$T_e = \frac{5040}{\Delta \log I_e / \Delta V} \quad (9)$$

Sur un tracé semi-logarithmique, le potentiel de plasma est déterminé par la limite à partir de laquelle la caractéristique $I_e = f(V)$ cesse d'être une droite. La valeur V_p du potentiel de plasma, comptée par rapport à la masse de l'installation, dépend de la géométrie du montage et du matériau constituant la tuyère (métal ou isolant).

2-2 Mesure de la densité électronique n_e

En reprenant la formule (6), et en se plaçant au potentiel de plasma $V = 0$, l'épaisseur de gaine est nulle et A_g se confond rigoureusement avec A .

Le courant de sonde est alors :

$$I_{e0} = A e n_e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}} \quad (10)$$

La température électronique ayant été déterminée à partir de la méthode précédemment citée, la densité électronique peut ainsi être évaluée. Nous insistons sur le fait qu'il s'agit d'une évaluation car de nombreuses sources d'erreur peuvent s'introduire dans la mesure de I_{eo} , la principale étant une indétermination sur V_p qui conduit à une erreur sur cette mesure.

Nous verrons comment nous utiliserons cette valeur de I_{eo} pour obtenir une valeur approchée de la densité du plasma.

La formule (10) se traduit par :

$$n_e = \frac{4,02 \cdot 10^7 I_{eo}}{A \sqrt{T_e}} \quad , \quad (11)$$

avec les unités suivantes :

- n_e est le nombre d'électrons par cm^3 ,
- A l'aire de la sonde en cm^2 ,
- T_e la température en degrés K,
- I_{eo} le courant en μA .

2-3 Mesure de la densité ionique

Nous nous bornons à considérer le cas où la température des électrons est supérieure à celle des ions ; $T_e \gg T_i$. La théorie de Langmuir nécessite la connaissance de la fonction de distribution des vitesses des particules collectées à la limite de la gaine. On ne connaît pas cette fonction de distribution pour les ions, quand leur température cinétique est faible. Il est alors nécessaire d'utiliser la théorie de Allen, Boyd et Reynolds [11] qui s'applique aux sphères, ou la théorie plus générale de Bohm, Burhop et Massey [12] applicable à toutes les géométries de sonde. Ces deux théories conduisent au même résultat dans le cas des sphères.

Lorsque $T_e / T_i \gg 1$, le courant de saturation ionique de la sonde est donné par la relation :

$$I_i = 0,61 A_g e n_i \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \quad . \quad (12)$$

En appliquant cette formule à l'azote, le courant ionique est égal à :

$$I_i = 1,68 \cdot 10^{-16} n_i A_g \sqrt{T_e} , \quad (13)$$

avec les unités suivantes :

- I_i en ampères,
- n_i en ions par cm^3 ,
- A_g en cm^2 .

Cette théorie suppose qu'il n'y a ni collisions dans la gaine, ni phénomènes secondaires à la surface de la sonde. Elle suppose de plus que l'on est en mesure d'évaluer l'épaisseur de gaine pour déterminer A_g ; nous utiliserons pour cela successivement les lois de Child-Langmuir [13] pour les gaines minces et de Langmuir-Blodgett [14] pour les gaines épaisses.

2-3-1 Loi de charge d'espace de Child-Langmuir

Cette loi résulte de l'application de l'équation de Poisson entre deux plaques parallèles soumises à une différence de potentiel V . On suppose que le plasma, à la limite de la gaine, est l'émetteur de particules, tandis que la surface de la sonde est l'électrode collectrice. Cette loi, valable pour les sondes planes, s'applique également aux sondes sphériques et cylindriques lorsque l'épaisseur de la gaine, d , est petite vis à vis du rayon r de la sonde.

$$j_i = \left(\frac{2}{m_i e} \right)^{1/2} \cdot \frac{V^{3/2}}{9 \pi d^2} , \quad (\text{U.E.S.C.G.S}). \quad (14)$$

Dans le cas de l'azote,

$$j_i = \frac{1,025 \cdot 10^{-8} V^{3/2}}{d^2} , \quad (15)$$

avec les unités suivantes :

- j_i en A/cm^2 ,
- V en volts,
- d en cm.

Nous obtenons finalement toutes les variables, avec les unités précédentes :

$$\begin{aligned}
 - I_i &= 1,68 \cdot 10^{-16} n_i A_g \sqrt{T_e} , \\
 - j_i &= 1,025 \cdot 10^{-8} \frac{V^{3/2}}{d^2} , \\
 - I_i &= 2 \pi r L j_i , \\
 - A_g &= 2 \pi (r+d) L .
 \end{aligned} \tag{16}$$

La courbe représentant la variation du courant I pour $V = -36$ volts, en fonction de la densité n_i , est tracée sur la figure 9 dans le cas où $r = 5 \cdot 10^{-3}$ cm, $L = 1$ cm et $T_e = 20\,000^\circ K$. Cette courbe doit être limitée aux valeurs de n_i telles que d/r soit inférieur à 1.

2-3-2 Loi de charge d'espace de Langmuir-Blodgett

Dans ce cas, l'équation de Poisson est appliquée à deux cylindres concentriques ; cette équation a été résolue par Langmuir et Blodgett, par une technique d'approximations linéaires.

La densité de courant à la surface de la sonde s'exprime alors par la relation :

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2}{m_i e} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{r^2 \beta^2} , \quad (\text{U.E.S. C.G.S}), \tag{17}$$

avec

$$\beta = \gamma - 0,4 \gamma^2 ,$$

et

$$\gamma = \text{Log} \frac{r}{r+d} ,$$

La courbe de la figure 10 représente la variation de β^2 en fonction du rapport d/r , d'après les auteurs désignés ci-dessus.

Nous aboutissons aux résultats suivants :

$$\begin{aligned}
- I_i &= 1,68 \cdot 10^{-16} n_i A_g \sqrt{T_e} , \\
- j_i &= 1,025 \cdot 10^{-18} \frac{V_g^{3/2}}{r^2 \beta^2} , \\
- I_i &= 2 \pi r L j_i , \\
- A_g &= 2 \pi (r + d) L .
\end{aligned}
\tag{18}$$

La courbe représentant la variation du courant ionique I de la sonde en fonction de la densité du plasma est portée sur la figure 9, pour les mêmes valeurs des paramètres que précédemment, lorsque cette densité est telle que d/r soit supérieur à 1.

2-3-3 Autres théories

D'autres théories, plus évoluées, telles que celles de Bernstein et Rabinowitz [15], Chen [16], Lam [17] et tout récemment de Laframboise [18], sont d'application beaucoup plus difficile car elles nécessitent l'emploi d'abaques compliqués. Ces théories supposent toutes que l'épaisseur de gaine est inférieure au libre parcours moyen, ce qui, pour un gaz à la pression de 10 microns de mercure, nécessite une densité électronique supérieure à 10^9 paires ions-électrons par cm^3 . Nous ne détaillerons pas ici ces théories, car, comme nous le montrerons par la suite, les densités que nous obtenons sont comprises entre 10^6 et 10^8 par cm^3 .

3 - UTILISATION DES SONDES AUX TRES BASSES DENSITES IONIQUES

Nous avons vu comment l'épaisseur de gaine augmente lorsque la densité du plasma diminue. Si nous considérons des sondes de très petit rayon, la longueur de Debye h peut devenir nettement supérieure à ce rayon et il se produit alors une limitation de courant sous l'action des forces coulombiennes. C'est ce que Langmuir a nommé "gaine infinie", tout en se réservant la possibilité de pouvoir distinguer le cas où il n'y a pas de collisions dans cette "gaine". Si, par contre, nous admettons des collisions dans la gaine, nous aurons recours aux théories empiriques de Schulz et Brown.

3-1 Théorie de Langmuir pour les "gaines infinies"

Lorsque le potentiel de sonde a une valeur négative élevée, tous les électrons sont repoussés :

$$|eV| \gg kT_e.$$

Pour T_e de l'ordre de 20 000°K, il faut $|V| \gg 2$, c'est pourquoi nous avons choisi la valeur $V = -36$ volts pour les calculs et les expériences.

Langmuir et Mott-Smith [19] démontrent que lorsque $h \gg r$, nous avons pour les cylindres la relation :

$$I_i = A n_i e \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \cdot \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot \left(1 + \frac{V}{V_0}\right)^{1/2}, \quad (19)$$

et pour les sphères la relation :

$$I_i = A n_i e \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} \cdot \left(1 + \frac{V}{V_0}\right). \quad (20)$$

Dans ces relations V_0 est égal à kT_i/e et représente l'énergie des ions évaluée en tension électrique équivalente.

Dans le cas des sondes cylindriques, pour des valeurs de tension de sonde supérieures à V_0 , nous constatons, d'après la formule (19), que le courant de sonde est pratiquement indépendant de la température ionique T_i . Ainsi, pour une sonde de rayon $r = 5 \cdot 10^{-3}$ cm et de longueur $L = 1$ cm, ayant une tension de polarisation $V = -36$ volts, le courant de sonde est lié à la densité ionique, pour l'azote, par la relation :

$$I_i = 2,52 \cdot 10^{-15} n_i, \quad (21)$$

où I_i est mesuré en ampères et n_i en ions par centimètre cube. La courbe représentant la relation (21) est portée sur la figure 9.

Nous pouvons ici remarquer que l'application de la

formule (19), pour la détermination théorique d'une caractéristique de sonde $I_c = f(V)$, conduirait à une forme parabolique ; or les caractéristiques de sonde que nous obtenons sont linéaires. Ceci confirme expérimentalement que cette théorie n'est pas applicable à notre domaine de mesure.

3-2 Cas des collisions dans la gaine, résultats de Schulz et Brown

L'ensemble des théories précédentes correspond au cas où la longueur de Debye est inférieure au libre parcours moyen.

Dans le cas contraire, qui se présente dans les plasmas où le degré d'ionisation est très faible, nous n'avons trouvé que peu de résultats au cours de notre recherche bibliographique. Nous retiendrons l'étude de Schulz et Brown [20] qui couvre le domaine des densités électroniques compris entre 10^8 et 10^9 par cm^3 et des pressions comprises entre 0,1 et 6 mm de mercure, pour de l'hydrogène, de l'argon et de l'hélium. Le courant de saturation ionique de la sonde est relié à la valeur de la densité du plasma par comparaison avec des mesures utilisant les techniques des ondes micrométriques dans des cavités résonnantes.

Les auteurs ont établi, parallèlement, une théorie relativement simple faisant intervenir les lois de diffusion des ions dans le gaz constitué par les particules neutres. Ils établissent une distinction suivant qu'il y a une collision, de deux à dix collisions, ou plus de dix collisions dans la gaine.

Dans ce dernier cas, le courant de sonde s'exprime par la relation :

$$I_c = 5,2 r L J_d \left(\frac{3}{2}\right)^{0,714} \frac{1}{\alpha_p} \left[\frac{\phi^2}{N_d P} \right]^{0,286}, \quad (22)$$

où :

$$\phi = \frac{eV}{k T_c},$$

$$P = \frac{e r}{(\mu_i p \alpha) (k T_c m_i)^{1/2}},$$

$$N_d = \frac{e}{\epsilon_0} m_i^{1/2} J_d r^2 (k T_c)^{-3/2},$$

$$J_d = n_0 e \left(\frac{k T_e}{m_i \epsilon} \right)^{1/2},$$

$$\alpha = \frac{\nu_i \tau}{p},$$

avec : r rayon de la sonde,

L longueur de la sonde,

V tension de la sonde,

n_0 densité du plasma ($n_0 = n_e = n_i$),

T_e température électronique,

T_i température ionique,

m_i masse de l'ion,

μ_i mobilité des ions dans le gaz,

p pression locale du gaz,

ν_i fréquence de collision des ions avec les particules neutres,

τ temps de transit à travers la gaine,

ϵ_0 constante diélectrique du vide,

e charge de l'électron,

k constante de Boltzmann,

ϵ base des logarithmes népériens.

Ainsi, Schulz et Brown obtiennent une correspondance entre leurs résultats expérimentaux et cette théorie, à un facteur constant près, égal à 2 ou 4 suivant la nature du gaz, le courant de sonde mesuré étant toujours supérieur au courant calculé pour les conditions de mesures correspondantes. Ils montrent également, à partir de la formule (22), que la variable fondamentale de ce problème est le produit $I_i p$ qui dépend seul de la densité du plasma.

Si nous explicitons tous les paramètres de cette formule, nous obtenons la relation :

$$I_i p = 6,95 \frac{e^{0,714}}{\alpha} r^{0,142} L \cdot (\epsilon_0 \mu_i p \alpha)^{0,286} \cdot V^{0,572} \cdot \left(\frac{k T_e}{m_i \epsilon} \right)^{0,357} \cdot n_0^{0,714}, \quad (23)$$

nous constatons donc que la vraie variable est le produit $I_{i.p.} T_e^{-0,357}$ et non pas seulement $I_{i.p.}$.

Nous montrerons, dans le chapitre III, la correspondance que nous avons obtenue entre cette théorie et nos résultats expérimentaux.

4 - INFLUENCE DE L'ORIENTATION DE LA SONDE DANS UN ECOULEMENT SUPERSONIQUE

Toutes les théories que nous avons citées dans les paragraphes précédents ne sont rigoureusement valables que lorsque le plasma est au repos. Divers auteurs ont montré l'influence, sur la valeur de l'intensité du courant de saturation ionique, de l'orientation de la sonde par rapport à l'écoulement et de la vitesse de cet écoulement.

Lorsque la sonde est placée parallèlement à l'écoulement, on vérifie expérimentalement que, à partir d'une certaine longueur, supérieure à quelques millimètres, la densité de courant ionique devient indépendante de la vitesse de l'écoulement ; la sonde se comporte alors comme dans un plasma statique.

Par contre, lorsque la sonde est placée perpendiculairement à l'écoulement, la vitesse devient un paramètre important. Trois autres paramètres interviennent également dans l'explication du phénomène, ce sont :

- le rapport du libre parcours moyen au diamètre de la sonde,
- le rapport du diamètre de la sonde à la longueur de Debye,
- la différence de potentiel entre la sonde et le plasma.

Par exemple, lorsque $h \ll 2r \ll \lambda_n$, c'est-à-dire pour un plasma de forte densité électronique, une sonde de petit diamètre, et un gaz à basse pression (plasma obtenu dans une soufflerie à basse densité à partir d'un arc électrique), W.A. Clayden [21] montre comment le nombre de Mach peut-être déduit des mesures des intensités des courants ioniques d'une sonde cylindrique orientée d'abord parallèlement, puis perpendiculairement à l'écoulement :

$$M = 0,61 \quad I_{\perp} / I_{\parallel} \quad . \quad (24)$$

Donc, dans ce cas, dès que $M > 1,64$, le courant de la sonde perpendiculaire est supérieur à celui de la sonde parallèle.

Un second exemple est donné par J.B. French [22] et par A.A. Sonin [23] dans le cas où $h \sim 2r \ll \lambda_n$, c'est-à-dire pour un plasma de faible densité électronique, une sonde de petit diamètre et un gaz à basse pression (ionisation par haute fréquence dans une soufflerie à basse densité) ; l'intensité du courant de saturation ionique d'une sonde parallèle à l'écoulement est alors supérieure à celle du courant de la même sonde placée perpendiculairement.

A la lumière de cet ensemble de résultats, il n'est pas encore possible de déterminer, pour toutes les conditions expérimentales imaginables, l'influence de l'écoulement sur les courants d'une sonde parallèle ou perpendiculaire. Il sera donc nécessaire de définir expérimentalement l'influence de la vitesse sur le courant de la sonde suivant son orientation.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX SONDES

1 - CARACTERISTIQUES MOYENNES DU PLASMA

Nous avons rassemblé les résultats de nos mesures pour les quatre tuyères avec lesquelles nous pouvons produire le plasma. Ces tuyères ont respectivement :

- à nombre de Mach 2, une pression statique de 40 microns de mercure,
- à nombre de Mach 4, des pressions statiques de 60, 40 et 15 microns de mercure.

Les figures 11 à 26 donnent une série de caractéristiques de sondes représentant au mieux les divers cas expérimentaux obtenus dans cette étude. Chaque fois nous avons tracé, d'une part, en coordonnées semi-logarithmiques la partie relative au courant de saturation électronique, et, d'autre part, en coordonnées normales, la partie relative au courant de saturation ionique. Nous avons reporté, dans le tableau 2, les résultats des dépouillements relatifs à ces figures. Nous expliquerons, dans les paragraphes qui suivent, comment ces dépouillements ont été réalisés.

Dès le premier examen de ces résultats, nous pouvons remarquer que nous sommes assez loin des caractéristiques classiques de Langmuir ; compte-tenu des dimensions des sondes et de la faible densité du plasma, nous trouverions, s'il n'y avait pas de formation de gaine de charge d'espace, un courant de saturation électronique de quelques microampères et un courant de saturation ionique de quelques centièmes de microampères ; mais les gaines ont des dimensions très supérieures à celles des sondes et, par exemple, le courant ionique devient de l'ordre du microampère, alors que le courant électronique est seulement d'une dizaine de microampères : par suite de ce phénomène, la portion de caractéristique,

qui est, pour de fortes densités, une droite sur deux à trois modules d'un papier logarithmique, disparaît ici presque complètement.

Précisons tout d'abord comment on peut en évaluer la température électronique et le potentiel de plasma. Nous verrons plus loin comment on détermine la densité électronique.

1-1 Température électronique

La température électronique se déduit de la loi de variation du courant électronique en fonction de la tension de sonde dans la région où cette tension est légèrement négative par rapport au potentiel du plasma. Or, en raison de l'épaisseur des gaines de charge d'espace, le courant dû aux ions est encore très important. Pour obtenir la valeur du courant des électrons, il faut donc retrancher ce courant d'ions du courant de sonde. En prenant comme sens de courant positif celui des électrons, le courant d'ions est négatif et cette opération revient à ajouter au courant de sonde la valeur absolue du courant d'ions.

Considérons par exemple la caractéristique de la sonde S_1 représentée sur les figures 15 et 16 ; la droite tracée en traits interrompus sur la figure 15 donne pour $V_S = -5$ volts, un courant de $0,4 \mu A$, ce qui est approximativement la valeur du courant " I_e " représenté sur la figure 16.

En recommençant cette opération pour diverses sondes placées successivement au même point d'un écoulement donné, nous devons pouvoir retrouver la même pente pour l'ensemble des droites ainsi tracées, en nous assurant de plus que la valeur du potentiel de plasma correspondante est également commune.

Par cette technique nous avons obtenu les valeurs indiquées dans le tableau 2.

Nous remarquons que les températures électroniques ainsi obtenues sont comprises entre $10\ 000^\circ K$ et $50\ 000^\circ K$. Ces valeurs sont en bon accord avec la théorie mentionnée au paragraphe 1 du chapitre I.

1-2 Potentiel de plasma

Pour un nombre de Mach 2, comme le montre la figure 5, le gaz ionisé traverse une chambre de tranquillisation métallique. Cette enceinte ayant des dimensions nettement supérieures à la longueur de Debye, le plasma obéit aux lois de la diffusion ambipolaire. Le plasma se polarise donc de façon à ce que la paroi fixe le potentiel flottant ; nous trouvons ainsi, par rapport à la masse de l'installation, un potentiel de plasma de l'ordre de +30 volts ; pour polariser une sonde à une tension $V = -36$ volts, il est nécessaire de lui appliquer une tension $V_s = -6$ volts.

Pour un nombre de Mach 4, comme le montre la figure 6, le gaz ne passe que dans la tuyère en matériau isolant, et le potentiel de plasma est très voisin de zéro. Nous remarquons que ce potentiel évolue légèrement entre 0 et +5 volts suivant que la pression à la sortie de la tuyère varie de 60 à 15 microns de mercure. Nous avons donc exploré les écoulements à nombre de Mach 4 avec des sondes polarisées entre -30 et -35 volts par rapport à la masse.

2 - COMPARAISON DES COURANTS DES SONDES PERPENDICULAIRES AUX COURANT DES SONDES PARALLELES

Nous avons mentionné les diverses théories relatives à la variation du courant de saturation ionique suivant l'orientation des sondes et la vitesse de l'écoulement, mais nous avons montré qu'elles ne sont pas suffisantes pour expliquer le phénomène.

Nous avons donc procédé à l'étalonnage d'une sonde de 0,1 mm de diamètre et de 10 mm de longueur, pour une tension de polarisation de -36 volts par rapport au potentiel de plasma.

Pour les écoulements à nombre de Mach 2, nous avons trouvé un rapport :

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = 0,90 , \quad (25)$$

tandis qu'à nombre de Mach 4 ce rapport devenait :

$$\frac{I_{\perp}}{I_{//}} = 1,88 \quad . \quad (26)$$

Dans les deux cas, la dispersion des résultats était inférieure à 5% sur toute la gamme des mesures.

3 - EVALUATION DE n_e A PARTIR DU COURANT ELECTRONIQUE AU POTENTIEL DE PLASMA

3-1 Résultats

Nous avons évalué, sur les caractéristiques de sondes, pour différentes densités d'ionisation, les valeurs de T_e , V_p , n_e et I pour $V = -36$ volts, la sonde étant parallèle à l'écoulement.

L'évaluation de n_e , à l'aide de la formule (11), dépend de l'incertitude sur la mesure de T_e , et également du choix de V_p qui détermine I_{e0} . Nous pouvons remarquer, sur l'ensemble des caractéristiques présentées (figures 11, 13, 15, 17, 19, 21 et 23), que, pour un plasma donné, la valeur du courant I_{e0} est bien proportionnelle à la surface géométrique des diverses sondes utilisées.

Nous en concluons :

- que le choix de V_p est correct,
- que le courant prélevé au plasma n'est pas trop élevé puisqu'il n'y a pas de saturation du courant électronique I_e vis à vis de la dimension des sondes, tant que V_s n'est pas trop grand.

Nous admettons que cette technique de mesure conduit à la moindre erreur dans la détermination de la densité du plasma ; nous utiliserons les valeurs ainsi obtenues pour étudier les lois de variation du courant de saturation ionique en fonction de la densité du plasma et de la pression statique dans l'écoulement.

Nous avons porté, dans le tableau 3, les résultats concernant la sonde de 0,1 mm de diamètre et de 10 mm de longueur dont le courant I est mesuré pour $V = -36$ volts.

3-2 Interprétation des résultats

Afin de définir la position du problème, nous avons pensé utile de préciser les grandeurs fondamentales liées à de tels plasmas ; le tableau 4 A donne les valeurs de la longueur de Debye, h , pour des densités de 10^6 , 10^7 et 10^8 par cm^3 et des températures électroniques de 10 000, 20 000, 30 000 et 40 000°K ; dans le tableau 4 B nous indiquons, pour des courants ioniques de sonde I compris entre 0,1 et 2 μA , la valeur de l'épaisseur de gaine, d , calculée d'après la loi de charge d'espace de Langmuir-Blodgett, à l'aide de la seconde équation du système (18) ; enfin, dans le tableau 4 C, sont portées les valeurs des libres parcours moyens λ_n définis par les caractéristiques de nos tuyères.

Nous constatons que nos conditions expérimentales sont telles que :

$$\lambda_n < d < h ,$$

ce qui correspond à la théorie de Schulz et Brown dans le cas particulier où il y a de nombreuses collisions dans la gaine.

L'application numérique de la formule (22) à nos conditions nécessite la détermination préalable du coefficient α qui caractérise les phénomènes de collision. Comme Schulz et Brown, nous utiliserons la méthode expérimentale où α [20] se déduit de la relation :

$$\frac{1}{2} \alpha = \lim_{p \rightarrow 0} \left(\frac{d \log I}{d p} \right) . \quad (27)$$

Cette détermination est très approximative car il faudrait avoir un grand nombre de valeurs de pression, et simultanément les mêmes valeurs de n_e , T_e et V , ce qui n'est pas toujours possible.

Sur la figure 27, nous avons porté, pour une densité voisine de $1,5 \cdot 10^7$ ions par cm^3 et une température électronique proche de 20 000°K la variation du courant I en fonction de la pression ; les deux droites en traits interrompus indiquent deux possibilités d'interprétation. La droite n° 1 donne $\alpha \simeq 40$ tandis que la droite n° 2 indique $\alpha \simeq 100$;

nous avons choisi $\alpha = 60$ pour les calculs.

Nous avons vu, lors de l'examen de la formule (23), que le paramètre le mieux approprié à cette étude est le triple produit $I \cdot p \cdot T_e^{-0,357}$.

Pour faciliter les calculs nous avons adopté une valeur de référence $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$; il vient alors :

$$I \cdot p \cdot \left(\frac{10.000}{T_e} \right)^{0,357} = 2,2 \cdot 10^8 \cdot n_o^{0,714}, \quad (28)$$

où I s'exprime en ampères,

n_o est le nombre de paires ion-électron par cm^3 ,

p est en millimètres de mercure.

Nous avons porté sur la figure 28, simultanément les résultats expérimentaux du tableau 3 et la courbe théorique correspondant à la formule (28). La courbe expérimentale correspondant aux mesures à nombre de Mach 4 peut donc se déduire de la courbe théorique par une homothétie de facteur 4 ; rappelons que Schulz et Brown trouvaient également une différence d'un facteur 2 ou 4 entre leurs résultats et cette théorie, suivant les gaz utilisés. Nous donnerons plus loin (paragraphe 4-2), une explication qualitative de ce résultat.

4 - INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DES SONDES

4-1 Influence de la longueur de la sonde

Pour un plasma donné et une tension de sonde $V = -36$ volts, nous avons cherché à vérifier que la longueur de la sonde était suffisante pour que les phénomènes d'effet de bout soient négligeables vis à vis du phénomène principal. L'observation des figures 16, 18, 20, 22 et 24, et la comparaison des courbes relatives aux sondes S_2 et S_3 de 0,1 mm de diamètre et de longueurs 20 et 10 mm prouve la proportionnalité entre le courant et cette longueur.

D'autres essais, avec des sondes de 5 mm de longueur, ont montré que l'indétermination relative, pour cette longueur, devenait

trop importante en raison du scellement irrégulier à l'araldite du fil de sonde dans le tube en verre (figure 7).

En outre, des sondes de longueur supérieure à 20 mm rendaient très difficile l'alignement avec l'écoulement ou avec la maquette ; de plus, compte-tenu du petit diamètre, nous avons également remarqué que ces sondes vibraient.

En conclusion, les essais avec les sondes de 10 et 20 mm sont suffisamment concluants pour que l'on puisse admettre que le courant ionique de sonde est proportionnel à la longueur, dans le domaine considéré.

4-2 Influence du diamètre de la sonde

Nous allons mentionner ici les résultats de nos observations sur deux diamètres de fil et en donner une interprétation, sans chercher à définir une loi absolue.

Considérons les valeurs du courant I portées dans le tableau 2 pour les sondes S_1 et S_2 de 20 mm de longueur et de diamètres respectifs 0,2 et 0,1 mm. Désignons respectivement par I_1 et I_2 les courants des sondes S_1 et S_2 .

Si nous formons le rapport I_1/I_2 pour les essais à nombre de Mach 4, nous constatons que ses valeurs sont pratiquement indépendantes de n_e et de T_e , et ne dépendent que des pressions statiques dans les tuyères ; en supposant une relation entre le courant et le rayon de la sonde de la forme : $I \propto r^a$ (nous utiliserons $\propto$ pour indiquer les relations de proportionnalité), il vient :

$$I_1 / I_2 = 2^a,$$

et nous pouvons calculer les valeurs correspondantes de a .

Les valeurs de a sont portées dans le tableau suivant :

Pression p_{H_2}	60	40	15
I_1 / I_2	1,27	1,33	1,5
a	0,29	0,41	0,6

Chaque valeur de a ne dépendant que de la pression, nous pouvons lui faire correspondre un libre parcours ou un nombre de Knudsen rapporté au rayon de l'une des sondes.

La figure 29 représente la variation de a en fonction du nombre de Knudsen de l'écoulement rapporté au diamètre de la petite sonde ; nous avons également porté sur cette figure les deux limites $\alpha_0 = 0,142$ de la théorie de Schulz et Brown et $\alpha_\infty = 1$ de la théorie de Langmuir relative aux gaines infinies.

Pour interpréter ces résultats, considérons plus en détail la théorie de Schulz et Brown. A première vue il semblerait que ces auteurs ignorent cette variation de I avec le rayon de la sonde puisqu'ils trouvent la loi de la formule simple $I \propto r^{0,142}$, décrite dans l'équation (23).

En fait, si nous cherchons à analyser ce que représente le paramètre α des équations (22) et (23), défini expérimentalement par l'équation (27), nous constatons que α est fonction du rayon de la sonde.

En effet, α est défini théoriquement par [20] :

$$\alpha = \frac{\nu_i \tau}{p},$$

où ν_i est la fréquence de collision des ions avec les particules neutres, p la pression et τ le temps de transit d'un ion depuis la frontière de la gaine jusqu'à la surface de la sonde. Or, la fréquence de collision ν_i est inversement proportionnelle à la pression p ; le temps de transit τ est proportionnel à l'épaisseur de la gaine ; l'épaisseur de gaine est une fonction du rayon de la sonde quand celui-ci est petit, comme le montre, par exemple, le système (18). Donc α peut être considéré comme une fonction du nombre de Knudsen rapporté au rayon de la sonde et c'est ce qui explique la variation de l'exposant a de la relation $I \propto r^a$.

D'une façon plus pratique, cela signifie que pour chaque diamètre de sonde, il est nécessaire de déterminer expérimentalement la valeur correspondante du coefficient α d'après la formule (27).

Ces résultats ne sont donc pas en contradiction avec la théorie de Schulz et Brown, et nous admettrons dans les paragraphes suivants la relation :

$$I \cdot p \cdot T_e^{-0,357} \propto n_o^{0,714} , \quad (29)$$

qui nous servira à définir la variation relative de la densité ionique dans les sillages.

5 - CONCLUSION ; UTILISATION DE CES RESULTATS POUR DES MESURES RELATIVES

Deux problèmes distincts se posent lors de l'étude d'un écoulement ionisé.

Le premier est la détermination de la valeur absolue de la densité du plasma : on utilisera alors la courbe expérimentale de la figure 28 en faisant la correction pour tenir compte de la vitesse de l'écoulement et de l'orientation de la sonde. La précision de cette mesure peut être évaluée à 50%.

Le second est lié à la détermination d'un profil d'ionisation dans l'écoulement autour d'une maquette : alors, une mesure relative est suffisante et la précision peut être considérée comme bonne ; il est également nécessaire de connaître le profil de la masse volumique dans l'écoulement considéré. Nous utiliserons dans ce cas, pour une température électronique sensiblement constante, la relation (30) déduite de la formule (29) :

$$\frac{n_i}{n_{i\infty}} = \left(\frac{I \cdot p}{I_{\infty} \cdot p_{\infty}} \right)^{1,4} . \quad (30)$$

Nous verrons combien il est difficile de connaître la masse volumique et comment nous serons amenés à faire des hypothèses sur cette grandeur caractéristique du problème aérodynamique, pour évaluer la densité ionique du plasma.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS AUX PROFILS DE DENSITE IONIQUE

1 - DISTRIBUTION DE L'IONISATION DANS LA VEINE LIBRE

1-1 Rappel des caractéristiques aérodynamiques

Nous rappelons succinctement les résultats déjà publiés dans des rapports antérieurs relatifs à la soufflerie [24] , afin de pouvoir les comparer à ceux obtenus avec ionisation.

Une exploration transversale du noyau isentropique, sans ionisation, est reportée en trait interrompu sur la figure 30 (courbe a) pour la tuyère à nombre de Mach 2, 40 microns de pression statique, et sur la figure 31 pour la tuyère à nombre de Mach 4, 40 microns de pression statique.

Le montage, pour produire l'ionisation, pour $M = 2$ nécessite l'utilisation d'une petite chambre de tranquillisation et d'un tube en pyrex de diamètre relativement petit à travers lequel passe le gaz ; de ce fait, le noyau aérodynamique de la veine est modifié. Les courbes b et c de la figure 30 représentent les variations transversales du nombre de Mach, respectivement sans, puis avec ionisation. Le noyau isentropique ainsi obtenu est très correct, surtout pour l'étude de sillages de cylindres de petits diamètres.

Pour les tuyères à nombre de Mach 4, le problème aérodynamique est pratiquement inexistant, puisque nous utilisons la chambre de tranquillisation normale de la soufflerie. Le seul effet à noter est une très légère augmentation de la température de l'écoulement se traduisant par une très faible augmentation de la pression statique.

1-2 Répartition de la densité ionique dans la veine libre

Les mesures sont effectuées à l'aide de sondes placées

parallèlement à l'écoulement et nous utiliserons, pour déterminer la variation relative de la densité ionique, la formule 30, avec $\rho / \rho_\infty = 1$.

La figure 32, montre la répartition radiale de la densité ionique pour le montage à nombre de Mach 2, dans deux plans perpendiculaires à l'écoulement.

La figure 33 donne cette répartition pour la tuyère à nombre de Mach 4 pour diverses positions de la self d'ionisation autour de la tuyère. La longueur X représente la distance entre cette bobine et le col de la tuyère. Le noyau utile est d'autant plus grand que cette distance est petite, mais simultanément l'amorçage devient de plus en plus difficile car la pression au droit de la self augmente.

Dans les deux cas, la recombinaison ion-électron, dans l'écoulement, est très faible, de l'ordre de 5 à 10% sur une distance de 10 cm.

En conclusion, les conditions expérimentales ainsi réalisées correspondent à un écoulement très uniforme dans lequel la partie intéressante des sillages des petits cylindres sera entièrement contenue.

2 - SILLAGES DE CYLINDRES EN REGIME MOLECULAIRE LIBRE ET QUASI MOLECULAIRE LIBRE

2-1 Sillage aérodynamique

Si l'on admet les résultats précédents, il est possible de déterminer la densité ionique en tout point du sillage, à partir des valeurs locales du courant de sonde, de la température électronique et de la masse volumique.

Le courant peut être mesuré en tout point du sillage, sauf au voisinage immédiat de la maquette. Par contre, la masse volumique ne peut être mesurée qu'indirectement ; l'étude des sillages en écoulement de gaz raréfié de P. Trépaud [25] montre que la masse volumique est connue en régime moléculaire libre et évaluée avec une bonne approximation en régime quasi-moléculaire libre.

P. Trépaud a, en effet, déterminé théoriquement, dans le cas du régime moléculaire libre, pour des cylindres de petit diamètre, en fonction des caractéristiques du gaz en amont de la maquette, les valeurs des paramètres fondamentaux du sillage : ρ , U , T et p_t , respectivement la masse volumique, la vitesse, la température statique et la pression dynamique ; puis il a fait des mesures de la pression dynamique à l'aide de très petits tubes de Pitot fonctionnant en régime moléculaire libre et dont la théorie est également bien connue. De ces mesures, il a pu ainsi déduire les valeurs expérimentales de la pression dynamique dans les sillages de cylindres en régime moléculaire libre et quasi-moléculaire libre. La très bonne correspondance de ces mesures avec la théorie, dans le cas du régime moléculaire libre, permet de confirmer l'ensemble de la théorie.

Ainsi, nous utiliserons les résultats fondamentaux suivants :

- le rapport U/U_∞ de la vitesse locale à la vitesse amont tend très rapidement vers l'unité, dans l'axe du sillage. En régime moléculaire libre U/U_∞ devient supérieur à 0,9 dès que x/r est supérieur à 5 pour des écoulements à nombre de Mach 2, et à 3,8 pour des écoulements à nombre de Mach 4 (compte-tenu de la température génératrice $T_0 = 300^\circ\text{K}$ et de la température de la maquette $T_p = 300^\circ\text{K}$) ;

- le rapport ρ/ρ_∞ de la masse volumique locale à la masse volumique en amont varie comme p_t/p_∞ , rapport des pressions dynamiques locales et amont, dès que la vitesse devient constante ($p_t = 1/2 \cdot \rho \cdot U^2$). Ce rapport est donné pour une série de nombres de Knudsen variant entre 20 et 0,2 et pour des nombres de Mach de 2 et 4. Nous avons ainsi reproduit, sur la figure 34, les variations du rapport ρ/ρ_∞ , sur l'axe du sillage, en fonction de l'abscisse réduite x/r , pour $M = 2$ et $M = 4$ et pour divers nombres de Knudsen.

Nous avons également utilisé les résultats de Trépaud pour évaluer le rapport ρ/ρ_∞ dans tout le plan de l'écoulement, dans le cas d'un nombre de Knudsen de 3 à $M = 2$ et à $M = 4$.

2-2 Sillage ionisé

A partir des mesures du rapport I/I_∞ et de l'évaluation de ρ/ρ_∞ , nous avons pu déterminer le rapport $n_i/n_{i\infty}$ dans le sillage de cylindres de petits diamètres.

Nous donnons, à titre d'exemple, à $M = 2$ et à $M = 4$, pour un nombre de Knudsen de 3, la série des courbes nécessaires à l'obtention d'un tracé des lignes d'iso-densité ionique dans le sillage.

2-2-1 $M = 2, K_n = 3$

La figure 35 représente la variation de I/I_∞ en fonction de l'abscisse x , avec l'ordonnée y en paramètre.

Les figures 36 et 37 donnent la variation du rapport ρ/ρ_∞ respectivement en fonction de l'abscisse réduite x/r avec l'ordonnée réduite y/r en paramètre et, en fonction de y/r avec x/r en paramètre.

La figure 38 est obtenue par le calcul de $n_i/n_{i\infty}$ en un grand nombre de points à l'aide de la relation (30).

Enfin, la figure 39 schématise l'allure du sillage grâce au tracé des lignes $n_i/n_{i\infty} = \text{constante}$.

2-2-2 $M = 4, K_n = 3$

Comme dans le cas précédent, le détail des résultats intermédiaires servant à définir le sillage est décrit par la série des figures 40 à 44.

La figure 40 représente la variation du rapport I/I_∞ mesuré dans le sillage, en fonction de l'ordonnée réduite y/r avec l'abscisse réduite x/r en paramètre.

La figure 41 rappelle les valeurs du rapport ρ/ρ_∞ en fonction de y/r pour diverses valeurs du paramètre x/r , d'après les mesures de Trépaud.

La figure 42 donne les variations du rapport $n_i/n_{i\infty}$ calculé, comme pour $M = 2$, en fonction de y/r avec x/r en paramètre.

Sur les figures 43 et 44, nous avons porté, avec des

échelles différentes, les lignes $n_i/n_{i\infty} = c^{te}$. Nous rappelons, comme le montre la limitation des courbes sur la figure 43, qu'il est très difficile d'obtenir des points expérimentaux pour $x/r < 10$ et que, dans cette zone, la valeur du rapport p/p_∞ est mal connue en raison de l'influence des paramètres U/U_∞ et T/T_∞ . De plus, le fort gradient de $n_i/n_{i\infty}$ suivant la direction y , au voisinage de l'axe, ainsi que la dimension appréciable de la gaine entourant la sonde, conduisent à une intégration du courant donnant une valeur moyenne supérieure à la valeur locale réelle. Il semble donc plus raisonnable d'interpréter uniquement le résultat que schématise la figure 44 exécutée à une échelle plus réduite.

2-2-3 Influence du nombre de Mach

Notons, tout d'abord, qu'en raison des conditions particulières aux souffleries, le nombre de Mach n'est pas proportionnel à la vitesse du gaz. Pour la même température génératrice de 300°K, les températures statiques du gaz dans l'écoulement sont 165°K pour $M = 2$, et 70°K pour $M = 4$. La vitesse du son est ainsi égale à 258 m/s pour $M = 2$ et 168 m/s pour $M = 4$. Les vitesses réelles des écoulements sont donc 516 m/s pour $M = 2$ et 672 m/s pour $M = 4$, ce qui représente une plus faible variation relative des vitesses que celle des nombres de Mach.

Nous avons donc tenté de comparer les longueurs des sillages aux nombres de Mach 2 et 4 pour un même cylindre de 0,3 mm de diamètre et en choisissant les pressions de sorte que le nombre de Knudsen soit le même dans les deux cas.

La figure 45 représente la variation du rapport $n_i/n_{i\infty}$ sur l'axe, en fonction de l'abscisse réduite x/r pour $M = 2$ et pour un nombre de Knudsen 3.

La courbe supérieure de la figure 46 donne la variation de ce même rapport, également en fonction de x/r , pour le même cylindre, au nombre de Mach 4 et pour un nombre de Knudsen 2,8. Nous constatons que, pour des abscisses égales, les valeurs de $n_i/n_{i\infty}$ de la figure 46 sont

inférieures à celles de la figure 45, ce qui correspond à un allongement relatif du sillage avec l'augmentation de la vitesse.

2-2-4 Influence du nombre de Knudsen

Pour le nombre de Mach 4, bénéficiant du jeu de trois tuyères qui permet, pour un cylindre donné, de faire varier le nombre de Knudsen, et en utilisant plusieurs cylindres de petits diamètres, pour augmenter encore la gamme de nombre de Knudsen, nous avons tenté de déterminer expérimentalement l'influence de ce paramètre.

Sur la figure 46, qui montre la variation du rapport $n_i/n_{i\infty}$ en fonction de l'abscisse x/r , le paramètre correspond aux conditions successives suivantes :

Courbe	Diamètre	Pression statique	Nombre de Knudsen
1	0,3	8	2,8
2	0,3	8	2,8
3	0,3	18	1,25
4	0,8	8	1,05
5	0,9	13	0,53
6	0,8	18	0,47
7	0,3	60	0,33
8	0,3	40	0,51
9	0,8	40	0,20

Ces essais correspondent à des cylindres isolés de la masse, sauf pour les deux derniers où les cylindres sont reliés à la masse, ce qui équivaut à une polarisation négative par rapport au plasma. On notera l'influence du nombre de Knudsen : quand il diminue, le sillage s'allonge.

3 - INFLUENCE DE LA POLARISATION DE MAQUETTE EN REGIME QUASI-MOLECULAIRE LIBRE

Nous avons entrepris cette étude dans le but de déterminer l'importance des phénomènes de charge d'espace autour de la maquette, sur le comportement de l'écoulement ionisé dans le sillage.

Nous nous sommes placés dans le cas où le potentiel de plasma est voisin de celui de la masse de l'installation. La maquette est un cylindre en cuivre de 0,3 mm de diamètre relié électriquement à une alimentation de courant continu.

Ainsi, nous avons pu faire varier le potentiel de la maquette entre -30 volts et +30 volts par rapport au potentiel du plasma. Nous avons mesuré, sur l'axe du sillage, en fonction de l'abscisse, la variation du courant réduit I/I_∞ pour diverses tensions de polarisation de la maquette.

Nous avons utilisé la technique de dépouillement précédente pour obtenir les valeurs de la densité ionique réduite $n_i/n_{i\infty}$.

La figure 47 correspond à la variation de $n_i/n_{i\infty}$ sur l'axe, en fonction de l'abscisse réduite x/r , avec la tension de la maquette en paramètre, pour un cylindre de 0,3 mm de diamètre et $M = 4$, la pression statique étant 40 microns de mercure et le nombre de Knudsen correspondant 0,5.

De même, la figure 48 traduit le même phénomène dans le sillage d'un fil de 0,8 mm de diamètre auquel correspond un nombre de Knudsen égal à 0,2.

Une première analyse simple peut expliquer sommairement les résultats obtenus. Lorsque la maquette est polarisée négativement, elle collecte plus d'ions, créant ainsi une diminution du nombre d'ions en aval de la maquette ; la variation du courant d'ions collectés étant analogue à celle du courant ionique des sondes de 0,1 et 0,2 mm de diamètre, elle est relativement faible dans la plage des tensions comprise entre -5 et -30 volts ; c'est donc pourquoi, dans le sillage, $n_i / n_{i\infty}$ varie peu lorsque la maquette est polarisée négativement. Quand la maquette est polarisée positivement, les électrons sont collectés et les ions repoussés ; le nombre d'ions en aval de la maquette est alors beaucoup plus grand et ainsi la densité ionique $n_i / n_{i\infty}$ augmente très vite. Pour le cylindre de 0,3 mm de diamètre, cette densité, pour $x/r > 40$, est, de cette façon, multipliée par un facteur supérieur à trois lorsque le potentiel de maquette varie de 0 à +30 volts.

Nous essaierons, dans le chapitre V de faire intervenir d'une façon quantitative les phénomènes de formation de gaine de charge d'espace entourant la maquette et les phénomènes de diffusion dans le sillage, pour interpréter ces résultats.

4 - REMARQUE SUR LES SILLAGES EN REGIME CONTINU DANS LES ECOULEMENTS A BASSE PRESSION

Dans ce domaine aérodynamique des faibles nombres de Reynolds, les valeurs locales de la masse volumique du gaz sont très mal connues. Nous ne pourrions donc pas calculer les densités électroniques du plasma, mais nous donnerons, à titre indicatif, les valeurs du rapport I / I_∞ dans l'écoulement.

Il est prévu dans le programme des études, à la soufflerie, la mise au point d'un canon à électron, dans le but de mesurer cette masse volumique. Nous pourrions alors reconsidérer ces résultats pour déterminer la densité du plasma.

Ainsi la figure 49 représente les lignes d'égale courant

ionique de sonde sous la forme $I / I_{\infty} = C^{1/2}$ pour un écoulement à nombre de Mach 2, à une pression statique de 40 microns de mercure, autour d'un cylindre de 6 mm de diamètre.

La figure 50 caractérise, de façon analogue, un écoulement à nombre de Mach 4, avec la même pression statique et le même cylindre.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS - CONCLUSION

1 - VALEURS DES PARAMETRES FONDAMENTAUX DU PROBLEME

1-1 Cas de l'ionosphère

Les nombreuses recherches effectuées en laboratoire dans le domaine aérospatial, ont comme objectif principal d'essayer de reproduire ou de simuler, les conditions de vol d'engins ou de satellites. Comme base de comparaison, nous rappellerons brièvement quelques caractéristiques de l'ionosphère entre 100 et 700 kilomètres d'altitude.

Nous avons tout d'abord porté, dans le tableau 5, pour diverses altitudes, les valeurs de la pression, de la température et du libre parcours moyen des particules. En ce qui concerne l'ionosphère, nous savons que la densité d'ionisation est très variable, suivant que la zone considérée est éclairée ou non par le soleil, suivant les saisons, et également suivant de nombreux autres paramètres. Nous avons porté sur la figure 51 deux courbes représentant des limites moyennes de la densité électronique entre 100 et 700 km d'altitude. Nous pouvons de plus admettre que le rapport T_e/T_i des températures électroniques et ioniques est toujours inférieur à 2, le maximum se situant dans la couche F vers 300 km.

Nous sommes partis de ces bases pour compléter le tableau 5 sur lequel nous avons ainsi porté, pour les deux limites représentées sur la figure 51, les valeurs de la densité électronique, de la température électronique et de la longueur de Debye correspondante.

1-2 Nos conditions expérimentales

Nous avons montré que nous estimions les valeurs de la densité du plasma dans l'écoulement entre 10^6 et 10^8 électrons par cm^3 ,

pour des pressions variant de 7 à 60 microns de mercure.

Nous avons effectué dans la majorité de nos mesures, relatives aux sillages, dans les conditions de faible ionisation, c'est-à-dire pour des densités électroniques entre 10^6 et $5 \cdot 10^6$, ceci pour réduire les instabilités en régime permanent ; ces valeurs sont donc très proches des densités électroniques de la couche F de l'ionosphère.

Par contre, les températures des constituants sont très différentes ; la température électronique est ici de l'ordre de $20\,000^\circ\text{K}$ soit environ dix fois plus élevée que dans l'atmosphère ; la température ionique est, suivant le nombre de Mach, égale à 170°K ou 70°K , soit 5 à 10 fois moins que dans l'atmosphère.

Malgré ces différences, nous pensons pouvoir comparer les valeurs des longueurs de Debye, qui sont voisines de quelques millimètres dans les deux cas.

La différence essentielle réside dans les valeurs des libres parcours moyens, qui sont supérieurs au mètre à partir de 200 kilomètres d'altitude, alors qu'ils sont inférieurs au millimètre au-dessus de 10 microns de mercure. Il en résulte principalement que les degrés d'ionisation sont également très différents, de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} pour l'atmosphère et de 10^{-6} pour nos conditions expérimentales. Ainsi les phénomènes d'interaction entre les charges électriques sont, dans notre cas, très fortement atténués par la présence des particules neutres.

Nous avons reporté, dans le tableau 6, les valeurs de ces principaux paramètres pour les divers cas expérimentaux présentés dans les chapitres précédents.

Nous constatons que, pour les petits cylindres considérés la longueur de Debye est toujours très supérieure au rayon soit $h \gg r$; par contre, le libre parcours moyen est de l'ordre du rayon, $3r > \lambda_n > r/3$. En remarquant, d'après Trépaud, que le sillage aérodynamique pour $\lambda_n = 3r$ (régime quasi-moléculaire libre) est très peu différent du sillage pour $\lambda_n \gg r$ (régime moléculaire libre), nous pouvons admettre que ces

conditions sont assez proches de celles existant autour d'un bras d'antenne de satellite.

2 - RAPPEL SUR LES THEORIES PERMETTANT D'EVALUER LES DENSITES ELECTRONIQUES ET IONIQUES DANS LE SILLAGE DE BRAS D'ANTENNE DE SATELLITES TRAVERSANT L'IONOSPHERE

La détermination de la constitution du sillage ionisé d'un satellite et de ses organes extérieurs, présente un très grand intérêt pour l'estimation des forces de traînée d'origine électrique s'exerçant sur ce satellite ; cette détermination entre dans le domaine que l'on désigne sous le nom de "électrogazdynamique".

Les éléments de ce problème sont les suivants : le satellite, ou le bras d'antenne se polarise à quelques volts au dessous du potentiel du plasma ; il est ainsi entouré d'une gaine d'ions positifs, l'ensemble étant équivalent à une charge dont le déplacement par rapport au plasma non neutre du sillage produit une force de freinage.

Une revue bibliographique sur les sillages ionisés a été donnée par R.N. Cox [26] au troisième Symposium sur la dynamique des gaz raréfiés, en 1962 à Paris. Nous avons retenu tout particulièrement l'étude de Rand [27] pour le cas d'un corps de dimensions très petites par rapport à la longueur de Debye, se déplaçant à vitesse supersonique dans un plasma de basse densité, cas qui présente le plus de similitude avec le nôtre.

Après de nombreuses hypothèses simplificatrices pour linéariser les équations du mouvement, Rand aboutit à une expression analytique simple du potentiel dans le sillage ; à partir de ce potentiel, il est possible de déterminer les densités ioniques et électroniques en tout point du sillage, mais les calculs se présentent sous la forme de développements en série qui ne sont plus très simples.

Cette analyse est très séduisante mais nous ferons

cependant quelques réserves concernant les hypothèses de Rand :

- d'une part, l'hypothèse que le potentiel flottant de la maquette V_f est très inférieur à la température électronique exprimée sous forme de tension électrique

$$V_f \ll \frac{kT_e}{e}$$

n'est pas vérifiée dans les conditions normales de vol des satellites :

$$V_f \approx \frac{kT_e}{e} ; \quad (31)$$

- d'autre part l'hypothèse que

$$2T_i \gg T_e$$

est osée, puisque, dans la zone de l'ionosphère considérée :

$$T_i < T_e < 2T_i . \quad (32)$$

Dans nos conditions expérimentales, cette hypothèse n'est jamais vérifiée, puisque nous avons toujours :

$$T_e / T_i \approx 100 .$$

En y introduisant nos hypothèses, nous avons fait quelques essais sur calculatrices numériques pour résoudre les équations données par Rand, mais nous n'avons jamais pu obtenir de résultats, correspondant, même de loin, à un phénomène éventuellement probable.

3 - ANALYSE EMPIRIQUE DE NOS RESULTATS

3-1 Remarque sur les constantes de diffusion des charges électriques

Il serait intéressant d'avoir les vitesses de diffusion des ions, mais une telle détermination est très complexe car il faut tenir compte de la présence des particules neutres dont le nombre par unité de volume varie en tout point du sillage ; de plus, les électrons, dont la

diffusion est beaucoup plus rapide que celle des ions, accélèrent la diffusion des ions.

Les coefficients de diffusion libre des ions ou des électrons, dans le gaz des particules neutres, sont bien connus en fonction des fréquences de collision ν_i et ν_e :

$$D_i = \frac{k T_e}{m_i \nu_i} \quad \text{et} \quad D_e = \frac{k T_e}{m_e \nu_e} \quad (33)$$

Rappelons que le coefficient de diffusion ambipolaire est défini, en régime de diffusion ambipolaire, par :

$$D_a = \frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_i + \mu_e} \simeq D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) ; \quad (34)$$

cette définition suppose

$$n_i \simeq n_e \quad \text{et} \quad \frac{dn_i}{dx} \simeq \frac{dn_e}{dx} \quad (35)$$

Dans le sillage, où les densités électroniques sont plus petites que dans la veine libre, les longueurs de Debye ont des valeurs supérieures au centimètre : les dimensions géométriques caractéristiques du sillage sont alors plus petites que cette longueur de référence et nous ne sommes plus dans le régime de diffusion ambipolaire : le plasma n'est plus neutre, $n_e \neq n_i$.

Nous admettrons dans ce cas :

$$D \gg 2 D_i \quad (36)$$

En se reportant aux valeurs des fréquences de collision de la figure 2, le coefficient de diffusion libre des ions prend les valeurs suivantes :

M = 2,	p = 40 μ Hg ,	170°K,	$D_i = 3,3 \cdot 10^3$ UEM-CGS
M = 4,	p = 7,5 μ Hg ,	70°K,	$D_i = 1,4 \cdot 10^3$ UEM-CGS
M = 4,	p = 15 μ Hg ,	70°K,	$D_i = 7 \cdot 10^2$ UEM-CGS
M = 4,	p = 40 μ Hg ,	70°K,	$D_i = 2,8 \cdot 10^2$ UEM-CGS
M = 4,	p = 60 μ Hg ,	70°K,	$D_i = 1,75 \cdot 10^2$ UEM-CGS

Les vitesses moyennes de diffusion libre des ions sont données par la relation :

$$v_i = \frac{D_i}{n_i} \cdot \frac{dn_i}{dy} \quad (37)$$

Appliquons, par exemple, la formule (37) dans la partie du sillage à nombre de Mach 2 (figures 39 et 45) pour x/r de l'ordre de 100 ; dn_i/n_i est égal à 0,1 pour une variation de y de l'ordre de $10r$ soit, avec $r = 0,15$ mm, $\Delta y = 0,15$ cm. La vitesse de diffusion libre des ions prend alors la valeur :

$$v_i = 3,3 \cdot 10^3 \frac{0,1}{0,15} \simeq 2,2 \cdot 10^3 \text{ cm/s}$$

La vitesse réelle de diffusion des ions, compte-tenu de la relation (36) peut être considérée de l'ordre de :

$$v \simeq 5 \cdot 10^3 \text{ cm/s} ;$$

elle représente la vitesse moyenne des ions dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. En la comparant à la vitesse locale U , très peu différente de U_∞ ($U_\infty = 5,2 \cdot 10^4$ cm/s pour $M = 2$), nous constatons que le rapport v/U_∞ caractérise le taux d'augmentation de la densité ionique sur l'axe, au point considéré.

Nous pouvons remarquer, que les valeurs de ces rapports sont du même ordre de grandeur pour les écoulements autour de cylindres de 0,3 mm de diamètre, définis par :

- M = 2, p = 40 μ Hg, et
- M = 4, p = 7,5 μ Hg.

Par contre, pour $M = 4$, quand la pression augmente, c'est-à-dire quand le nombre de Knudsen diminue, le coefficient de diffusion D_i diminue et, le rapport v/U_∞ correspondant diminue également, ce que nous vérifions expérimentalement.

Il semble donc que le phénomène de diffusion des charges soit fondamental dans cette étude ; il est couplé au problème aérodynamique de la détermination de la masse volumique dont dépendent les fréquences de collision.

3-2 Remarque sur les phénomènes de concentration des charges autour de la maquette

En reprenant les résultats du Chapitre III relatifs à l'influence du diamètre des sondes, il est possible d'estimer le courant par unité de longueur d'un cylindre de 0,3 mm de diamètre en fonction de la tension de polarisation.

Pour le courant ionique, au nombre de Mach 4 et 40 microns de mercure, nous avons trouvé $I \propto r^{0.41}$; en prenant comme référence la sonde de 0,1 mm de diamètre et de 1 cm de longueur, le courant ionique pour un diamètre de 0,3 mm, sera 1,57 fois plus grand que celui de cette sonde.

Pour le courant électronique, nous admettrons la proportionnalité directe, soit un courant trois fois plus grand pour le cylindre de 0,3 mm de diamètre que pour celui de 0,1 mm de diamètre.

Nous obtenons ainsi, dans le cas d'une densité de 10^7 électrons par cm^3 , les valeurs suivantes du courant :

V_s (volts)	-30	-20	-10	0	+5	+10	+20	+30
I_s (μA)	-1,6	-1,1	-0,63	+3	+9,6	+18	+40	+60

La densité de courant à la surface de la sonde est proportionnelle au courant total :

$$I_i = 2\pi r L j_i ,$$

soit :

$$j_i = 10,6 I_i \quad (\mu A/cm^2) \quad .$$

Si l'on considère la loi de charge d'espace de Langmuir-Blodgett,

$$j_i = 1,025 \cdot 10^{-8} \frac{V^{3/2}}{r^2 \beta^2} \quad ,$$

$$j_e = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{r^2 \beta^2} \quad ,$$

nous constatons que les gaines d'électrons ont des dimensions très supérieures à celles des ions, qui sont déjà très grandes ; il en résulte un nombre de collisions très important qui a pour effet de réduire le rayon définissant la limite de captation des charges.

Nous admettrons donc que les densités de courant à la surface de la maquette reflètent au mieux les densités de charge au voisinage de la paroi. Il est possible de se faire une image dans laquelle les charges soient localisées sur l'axe de la maquette et très approximativement proportionnelles à la densité de courant à la surface de la sonde.

Si l'on considère l'écoulement d'ions passant au voisinage de la maquette, cet écoulement sera beaucoup moins perturbé par la polarisation négative que par la polarisation positive, comme le montrent les courbes des figures 47 et 48.

Nous avons essayé de calculer les quantités de charges autour de la maquette, dans le but de préciser ce phénomène, mais l'indétermination sur la limite extérieure de la gaine nous conduit à des résultats auxquels nous ne pouvons donner notre confiance.

4 - CONCLUSIONS

Dans nos conditions expérimentales, pour une maquette isolée, se chargeant à un potentiel très légèrement négatif par rapport

au potentiel de plasma, la répartition des densités ioniques dans le sillage est très fortement soumise aux phénomènes de diffusion des charges dans le gaz des particules neutres.

Cette distribution varie alors assez régulièrement en fonction du nombre de Knudsen dans les écoulements en régime quasi-moléculaire libre.

Si l'on considère l'influence de la polarisation de la maquette, nous constatons une diminution relative de la longueur du sillage très importante dans le domaine des tensions positives. Il est possible d'envisager l'application de ce phénomène à des satellites, par la réalisation de surfaces hétérogènes soumises à des différences de potentiel bien définies, suivant le principe des doubles sondes électro-statiques dissymétriques.

Nous pouvons également remarquer que le dispositif expérimental pourra être appliqué à des écoulements à nombre de Mach 6 et à une température génératrice de 300°K afin de prolonger cette étude, à la fois sur les sondes et sur le sillage proprement dit.

Il est également possible d'envisager des études expérimentales des forces de traînée électrique, évoquées au cours de cette étude, si les phénomènes relatifs aux particules neutres ne masquent pas complètement ceux relatifs aux particules chargées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1 Francis G. : Ionization Phenomena in Gases,
London Butterworths Scientific Publications, (1960).
- 2 Evans R.A., Maslach G.J. : Status Report on Wind-Tunnel Flow Visuali-
zation by the Glow Method,
Univ. of Calif. Eng. Projects Report HE 150-68, May, (1950).
- 3 Maslach G.J. : Status Report on Wind-Tunnel Flow Visualization by the
Glow Method, n° 2,
Univ. of Calif. Eng. Projects Report HE 150-87, July, (1951).
- 4 Folsom R.G. : Flow Visualization in High Vacuums,
Univ. of Calif. Eng. Projects Report HE 150-111, January,
(1953).
- 5 Kunkel W.B. : Rarefied Gas Flow Visualization using Nitric Oxide Glow,
Univ. of Calif. Technical Report HE 150-132, October, (1955).
- 6 Kunkel W.B. : Flow Visualization using Air Afterglow Excited by a Cross
Stream 60 cycles Discharge,
Univ. of Calif. Technical Report HE 150-107, August, (1952).
- 7 Langmuir I. : in "Collected Works of Irving Langmuir",
G. Suits, Ed., Pergamon Press, 4, (1961).
- 8 Huddleston R.H., Leonard S.L. : Plasma Diagnostic Techniques,
(Chapter 4, Electrostatic Probes), Academic Press, (1965).
- 9 Anderson T.P., Springer R.W., Warder Jr R.C. : Physico-Chemical
Diagnostics of Plasmas,
Proceedings of the Fifth Biennial Gas Dynamics Symposium,
(Chapter 4, Electrostatic Plasma Probes), Northwestern
University Press, Evanston, (1964).

- 10 Langmuir I. : in "Collected Works of Irving Langmuir",
G. Suits Ed. Pergamon Press, 23, 4, (1961) ;
Originally published in Gen. El. Rev., 27, July-December,
(1924).
- 11 Allen J.E., Boyd R.L.F., Reynolds P. : The Collection of Positives
Ions by a Probe Immersed in a Plasma,
Proceedings of the Physical Society of London, B. 70,
297, (1957).
- 12 Guthrie A., Wakerling R.K. : The Characteristics of Electrical
Discharges in Magnetic Fields,
Mc Graw-Hill Book, New-York, (1949) ;
(Chapter 2 and 3, by Bohm, Burhop and Massey).
- 13 Child C.D. : Physical Review, 32-492, (1911).
- 13b Langmuir I. : Physical Review, 2.450, (1913).
- 14 Langmuir I., Blodgett K.B. : in "Collected Works of Irving Langmuir",
G. Suits Ed., Pergamon Press, 115-125, 3, (1961) ;
Originally published in Phys. Rev. 22, 347, (1923) and 23,
49, (1924).
- 15 Bernstein I.B., Rabinowitz I. : Theory of Electrostatic Probes in a
Low Density Plasma,
Phys. of Fluids, 112, 2, (1959).
- 16 Chen F.F. : Numerical Computations for Ion Probe Characteristics in
a Collisionless Plasma,
Plasma Physics(Journ. of Nuclear Energy, Part C) 47, 7,
(1965).
- 17 Lam S.H. : Unified Theory of the Langmuir Probe in a Collisionless
Plasma,
Phys. of Fluids, 73, 8, (1965).

- 18 Laframboise J.G. : Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes
in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest,
UTIAS Report, n° 100, June, (1966).
- 19 Langmuir I., Mott-Smith H.M. : in "Collected Works of Irving Langmuir",
G.Suits Ed., Pergamon Press, 99-132, 4, (1961) ;
Originally published in Phys. Rev. 28, n° 4, October, (1926).
- 20 Schulz G.J., Brown S.C. : Microwave Study of Positive Ion Collection
by Probes,
Phys. Rev., 1642, 98, June, (1955).
- 21 Clayden W.A. : Development and Use of an Ion Mach Meter to Calibrate
an Arc-Heated Low Density Wind-Tunnel,
AGARDograph 84, Part 2, 981, September, (1964).
- 22 French J.B. : Langmuir Probes in a Flowing Low Density Plasma,
UTIA Report, n° 79, August, (1961).
- 23 Sonin A.A. : The Behavior of Free Molecule Cylindrical Langmuir Probes
in Supersonic Flows, and their application to the Study of
the Blunt Body Stagnation Layer,
UTIAS Report, n° 109, August, (1965).
- 24 Désesquelles F., Kléman J., Miller J., Seurin P. : Etude de tuyères
supersoniques de révolution pour souffleries à basse densité,
Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S., Rapport 65-2,
février (1965).
- 25 Trépaud P. : Etude de sillages de solides placés dans un écoulement
de gaz raréfié,
Rapport du premier bon de commande du contrat D.R.M.E.,
avril, (1966).

- 26 Cox R.N. : Rarefied Gas Dynamics,
Edited by J.A. Laurmann, Academic Press, New-York, London,
(1963) ; International Symposium on Rarefied Gas Dynamics,
1, II, Section 3, Paris, (1962).
- 27 Rand S. : Wake of a Satellite Traversing the Ionosphere,
Phys. of Fluids, n° 2, 3, March-April, (1960).

- 10 Langmuir I. : *Ann. N.Y. Acad. Sci.* Vol. 1, 1946.
G. Suic
- 11 Allen S.E., Hows R.H.F. : *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 1957, 247, 1957.
Proceedings of the Royal Society, London, Ser. A, 247, 1957.
- 12 Guthrie A., *Discharges in Gases*, 1942.
Discharges in Gases, 1942.
Mc Graw-Hill Book, New York, 1942.
(Chapter 2 and 3 on the theory of the discharge).
- 13 Child C.D. : *Physical Review*, 1911, 12, 1.
- 13b Langmuir I. : *Physical Review*, 1911, 12, 1.
- 14 Langmuir I., Blodgett P.M. : *Ann. N.Y. Acad. Sci.* Vol. 1, 1946.
G. Suic 23, 1946, 1947, 1948, 1949, 1950, 1951, 1952, 1953, 1954, 1955, 1956, 1957, 1958, 1959, 1960, 1961, 1962, 1963, 1964, 1965, 1966, 1967, 1968, 1969, 1970, 1971, 1972, 1973, 1974, 1975, 1976, 1977, 1978, 1979, 1980, 1981, 1982, 1983, 1984, 1985, 1986, 1987, 1988, 1989, 1990, 1991, 1992, 1993, 1994, 1995, 1996, 1997, 1998, 1999, 2000, 2001, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023, 2024, 2025.
Originally published in *Ann. N.Y. Acad. Sci.* (1946) and 23, 49, (1946).
- 15 Bernstein I.E., Rabinowitz J. : *Phys. of Plasmas*, 1970, 1, 1.
- 16 Chen F.F. : *Numerical Computations of the Characteristics in a Collisionless Plasma*, 1964.
Plasma Physics and Controlled Fusion, Part C) 47, 7, (1964).
- 17 Lam S.H. : *Unified Theory of the Characteristics in a Plasma*, 1964.
Phys. of Plasmas, 1964, 1, 1.

Grandeurs	1 Unité M K S A		aut
	Unités UEMCGS	Unités UESCGS	
Intensité électrique	10^{-1}	$3 \cdot 10^9$	
Potentiel électrique	10^8	$1/3 \cdot 10^{-2}$	
Charge électrique	10^{-1}	$3 \cdot 10^9$	
Champ électrique	10^6	$1/3 \cdot 10^{-4}$	
Force	10^5	10^5	
Energie	10^7	10^7	

Charge de l'électron, $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C (MKSA)} = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ UEMCGS}$

Masse de l'électron, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg} = 9,1 \cdot 10^{-27} \text{ g}$

Constante de Boltzmann, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot (\text{°K})^{-1} = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot (\text{°K})^{-1}$

Masse de l'atome N_2 $m_{\text{N}_2} = 4,68 \cdot 10^{-26} \text{ kg} = 4,68 \cdot 10^{-23} \text{ g}$

Figures	Mach	Pression (μ Hg)	Sondes No	Orient ^a	I _{eo} (μ A)	T _e ($^{\circ}$ K)	n _e ($\frac{10^{19}}{\text{cm}^3}$)	V _p (volts)	I (μ A)
11-12	2	40	S ₃	//	9	25.000	$7,3 \cdot 10^7$	+ 28	1,5
13-14	2	40	S ₃	$\perp$	7	20.000	$6,3 \cdot 10^7$	+ 30	1,3
15-16	4	60	S ₁	//	9	18.000	$2,1 \cdot 10^7$	0	3,15
			S ₂		4		$1,3 \cdot 10^7$	0	2,5
			S ₃		2		$1,9 \cdot 10^7$	+ 2	1,3
17-18	4	60	S ₁	//	5,4	15.000	$1,4 \cdot 10^7$	0	2,1
			S ₂		2,7		$1,4 \cdot 10^7$	0	1,65
			S ₃		1,4		$1,45 \cdot 10^7$	0	0,82
19-20	4	60	S ₁	//	6	10.000	$1,9 \cdot 10^7$	+ 2	0,9
			S ₂		3		$1,9 \cdot 10^7$	+ 2	0,7
			S ₃		1,5		$1,9 \cdot 10^7$	+ 2	0,4
21-22	4	40	S ₁	//	12	45.000	$1,8 \cdot 10^7$	+ 1,5	2,85
			S ₂		5		$1,5 \cdot 10^7$	+ 2,5	2,15
			S ₃		2,5		$1,5 \cdot 10^7$	+ 3	1,15
23-24	4	40	S ₁	//	10	40.000	$1,6 \cdot 10^7$	+ 3	2,15
			S ₂		5		$1,6 \cdot 10^7$	+ 4	1,6
			S ₃		2		$1,3 \cdot 10^7$	+ 4,5	0,85
25-26	4	15	S ₃	//	1,6	25.000	$1,3 \cdot 10^7$	+ 5	2,4
			S ₃		1,3	32.000	$0,93 \cdot 10^7$	+ 4,5	2,1
			S ₃		0,7	32.000	$0,51 \cdot 10^7$	+ 4,5	1,55
			S ₃		0,55	25.000	$0,43 \cdot 10^7$	+ 5	1,2

- Tableau 2 -

	$n_e (\text{par/cm}^3)$	$T_e (^\circ\text{K})$	$I (\mu\text{A})$	$I \cdot p$ ($\mu\text{A} \times \text{mmHg}$)	$I \cdot p \left(\frac{10.000}{T_e} \right)^{0,357}$
Mach 4 15 μHg	$0,4 \cdot 10^7$	25.000	1,2	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
	$0,57 \cdot 10^7$	25.000	1,55	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,65 \cdot 10^{-2}$
	$0,89 \cdot 10^7$	25.000	2,1	$3,15 \cdot 10^{-2}$	$2,26 \cdot 10^{-2}$
	$1,3 \cdot 10^7$	25.000	2,4	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
Mach 4 40 μHg	$1,6 \cdot 10^7$	23.000	0,95	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$
	$2 \cdot 10^7$	30.000	1,85	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
	$4 \cdot 10^7$	40.000	2,85	$11,4 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$
Mach 4 60 μHg	$1,44 \cdot 10^7$	15.000	0,55	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$2,85 \cdot 10^{-2}$
	$2,9 \cdot 10^7$	20.000	0,82	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
	$3,8 \cdot 10^7$	25.000	1,3	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
Mach 2 40 μHg	$7,3 \cdot 10^7$	25.000	1,5	$6 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$

Résultats expérimentaux obtenus pour une sonde
 ($\phi = 0,1 \text{ mm}$ - $L = 10 \text{ mm}$ - $V = -36 \text{ volts}$)
 aux nombres de Mach 2 et 4 .

— Tableau 3 —

A — Longueur de Debye : λ mm

$n_e / \text{cm}^3 \backslash T_e$	10.000	20.000	30.000	40.000
10^6	6,9	9,7	12	13,8
10^7	2,18	3,08	3,78	4,36
10^8	0,69	0,97	1,2	1,38

B — Epaisseur d de la gaine, pour la sonde
 $r = 0,05 \text{ mm}$, $L = 10 \text{ mm}$, $V = -36 \text{ V}$, suivant Langmuir

$I_i \mu\text{A}$	0,1	0,5	1	2
$d \text{ mm}$	0,11	0,34	0,65	1,2

C — Libre parcours moyen pour $T_0 = 300^\circ\text{K}$: λ mm

$p \mu\text{Hg} \backslash \text{Mach}$	7,5	15	40	60
2	3,12	1,56	0,58	0,39
4	0,86	0,43	0,157	0,107

- Tableaux 4 - A.B.C -

Z (km)	T(°K)	p (mm Hg)	λ (m)	Maxi - diurne			Mini - diurne		
				n_e ($\frac{par}{cm^3}$)	T_e (°K)	h(cm)	n_e ($\frac{par}{cm^3}$)	T_e (°K)	h(cm)
100	210	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$						
150	893	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^1$						
200	1236	$1 \cdot 10^{-6}$	$22 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^5$	2500	0,42	$3 \cdot 10^4$	2500	1,8
300	1432	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^6$	3000	0,31	$1,5 \cdot 10^5$	3000	0,98
400	1487	$3 \cdot 10^{-8}$	$8,6 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^6$	3000	0,38	$8 \cdot 10^4$	3000	1,34
500	1500	$8 \cdot 10^{-9}$	$3,2 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$	3000	0,49	$4 \cdot 10^4$	3000	1,9
600	1506	$2,6 \cdot 10^{-9}$	$1 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^5$	2500	0,76			
700	1508	$8,9 \cdot 10^{-10}$	$2,9 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	2000	0,71			

Caractéristiques atmosphériques moyennes.

— Tableau : 5 —

Figures N° Courbe	M	P (μ Hg)	diamètre cylindre (mm)	K _n	λ (mm)	I _⊥ (mA)	I _∥ (mA)	T _e (°K)	n _e (par cm^3)	h(mm)
35 à 39	2	40	0,3	3	0,9	2,9	3,2	30.000	$1,7 \cdot 10^8$	0,92
40 à 44	4	7,5	0,3	2,8	0,84	4,4	2,34	45.000	$3,2 \cdot 10^6$	9,7
46-C1	4	8	0,3	2,8	0,84	2	1,06	35.000	$1,5 \cdot 10^6$	15,5
46-C2	4	8	0,3	2,8	0,84	4,4	2,3	35.000	$3,5 \cdot 10^6$	6,9
46-C3	4	18	0,3	1,25	0,38	2	1,06	30.000	$4,5 \cdot 10^6$	5,7
46-C4	4	8	0,8	1,05	0,84	2	1,06	35.000	$3,5 \cdot 10^6$	6,9
46-C5	4	13	0,9	0,53	0,48	3,8	2	30.000	$7 \cdot 10^6$	4,5
46-C6	4	18	0,8	0,47	0,38	2	1,06	30.000	$4,5 \cdot 10^6$	5,7
46-C7	4	60	0,3	0,33	0,1	0,42	0,22	10.000	$4,5 \cdot 10^6$	3,25
46-C8	4	40	0,3	0,51	0,15	1,2	0,64	30.000	$7 \cdot 10^6$	4,5
46-C9	4	40	0,8	0,2	0,15	1,8	0,95	35.000	$1,1 \cdot 10^7$	3,9

Paramètres fondamentaux des essais.

— Tableau : 6 —

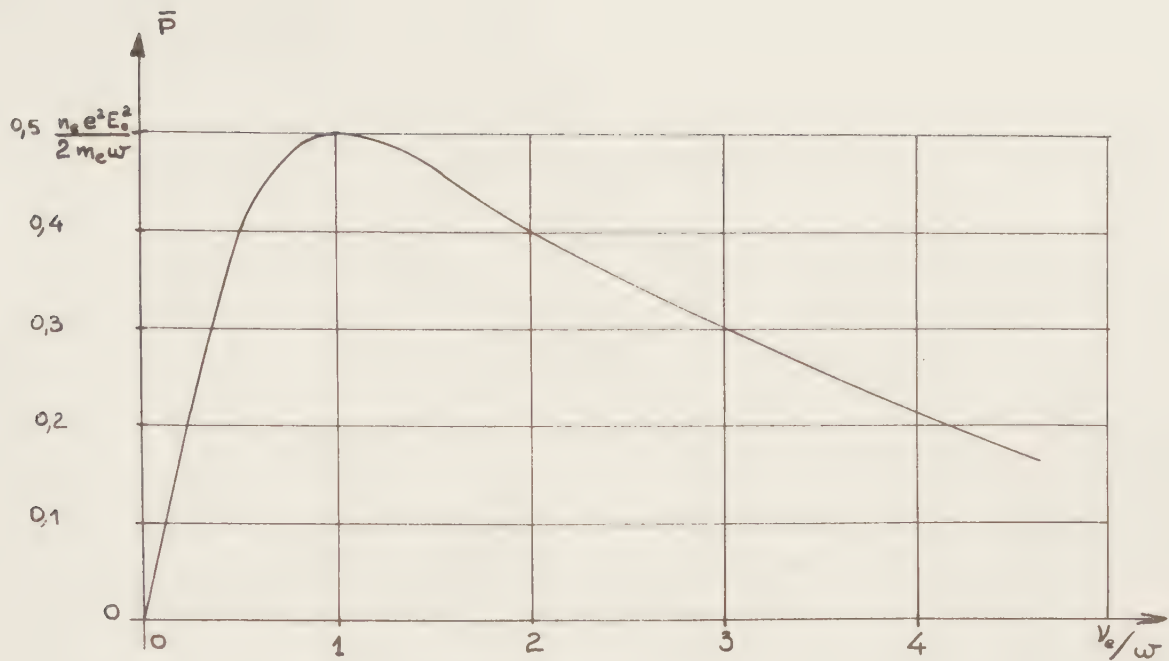


FIG:1. Puissance transmise aux électrons en fonction de leur fréquence de collision avec les particules neutres.

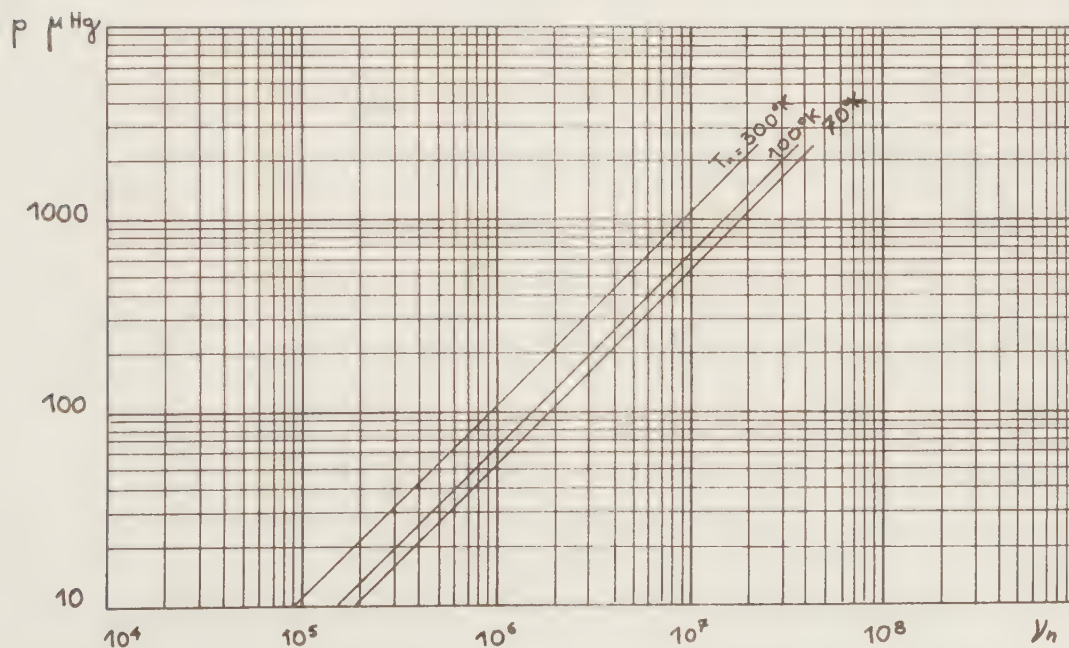
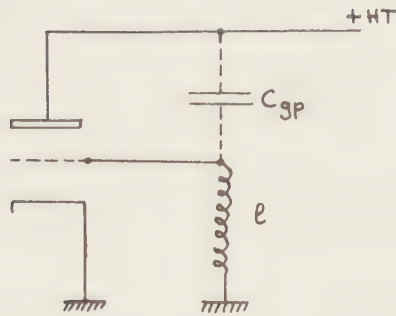


FIG:2. Fréquence de collision des particules neutres, en fonction de la pression, à différentes températures de l'air.



- Circuit équivalent haute fréquence du montage oscillateur à couplage capacitif (réaction grille - plaque)

- Condition d'accrochage

$$l \cdot C_{gp} \omega^2 = \frac{1}{|G|}$$

où G représente le gain en tension du tube.

FIG:3. Théorie de l'oscillateur.

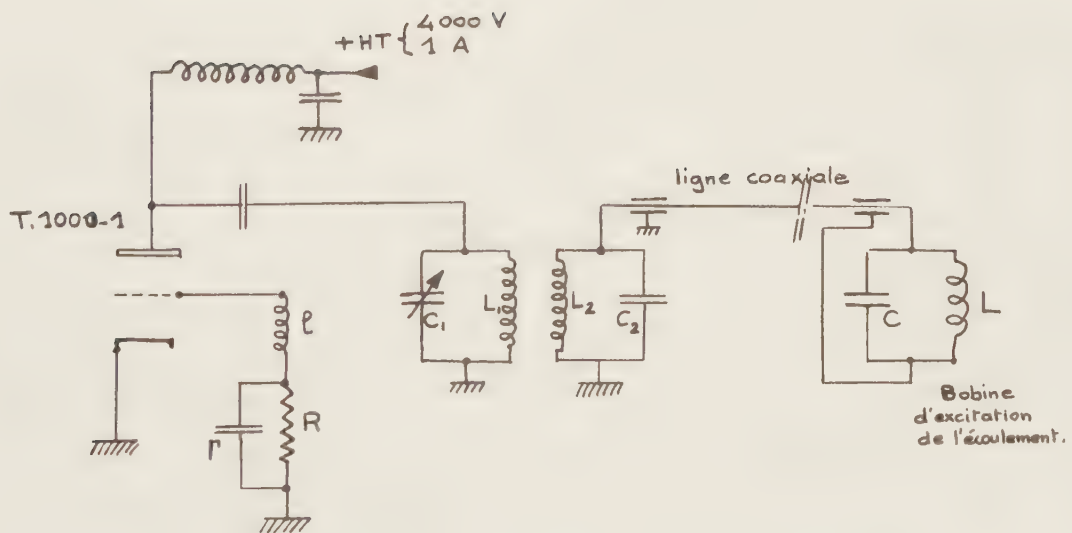


FIG:4. Montage réel du circuit haute fréquence.

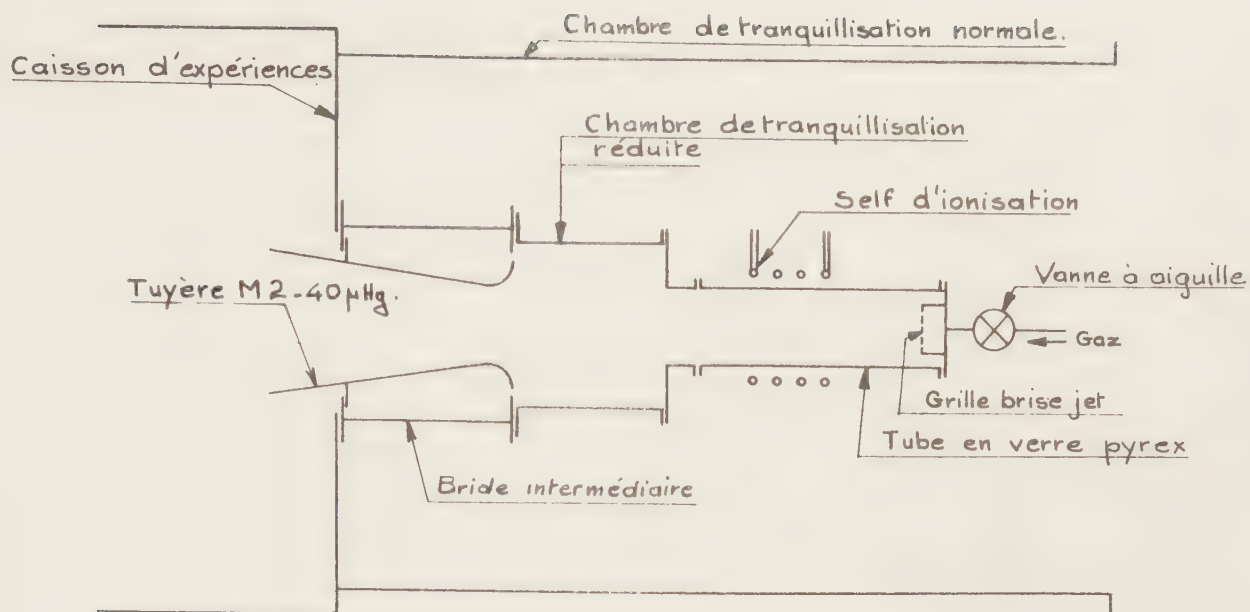


FIG:5. Dispositif d'ionisation pour la tuyère M=2.

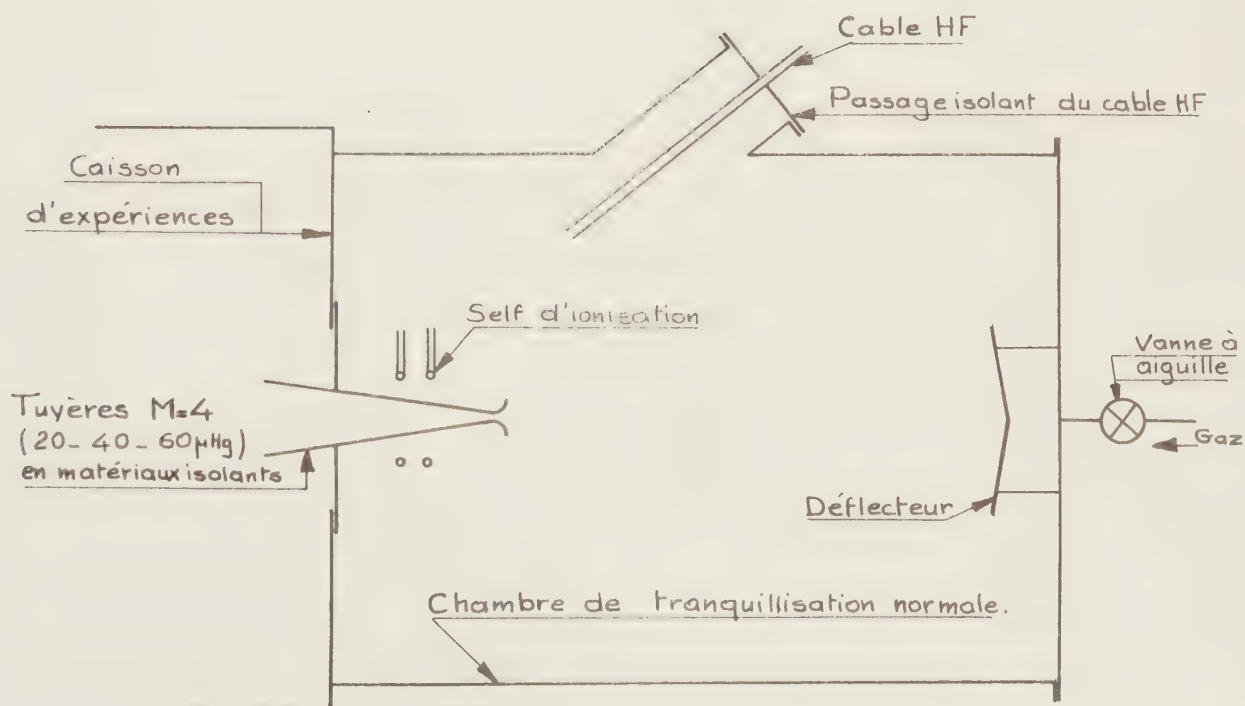


FIG:6 . Dispositif d'ionisation pour une tuyère M=4.

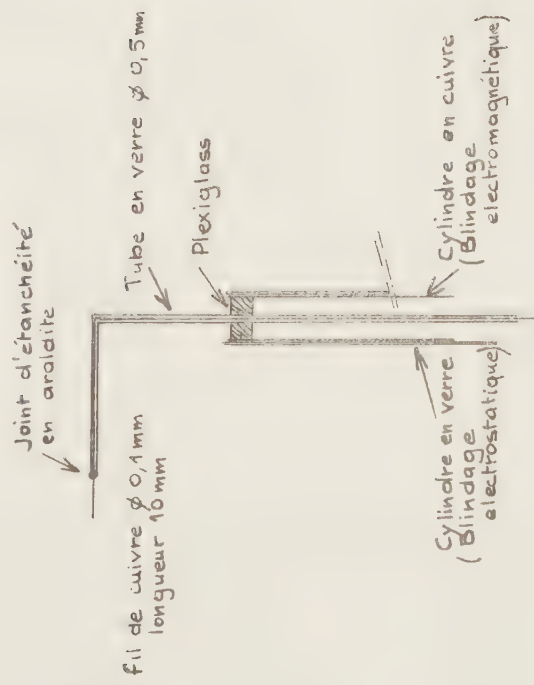


FIG:7. Schéma d'une sonde.

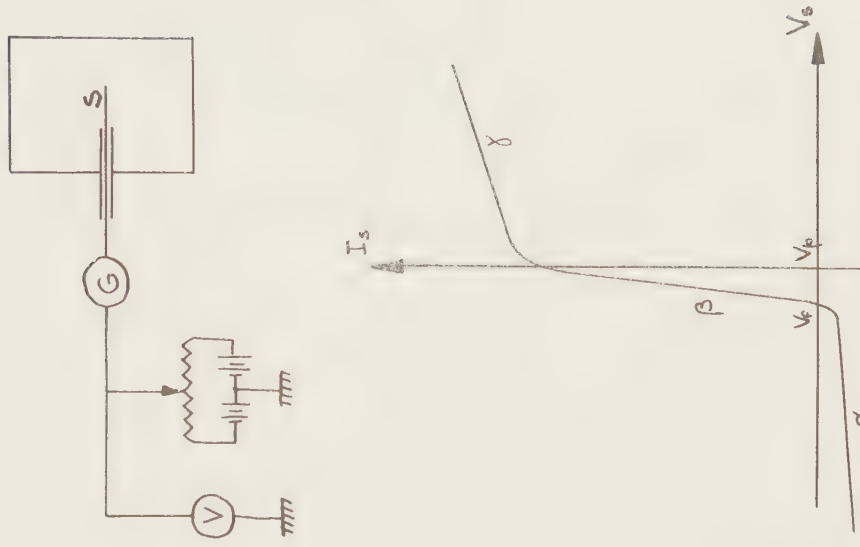


FIG:8. Caractéristique de sonde.

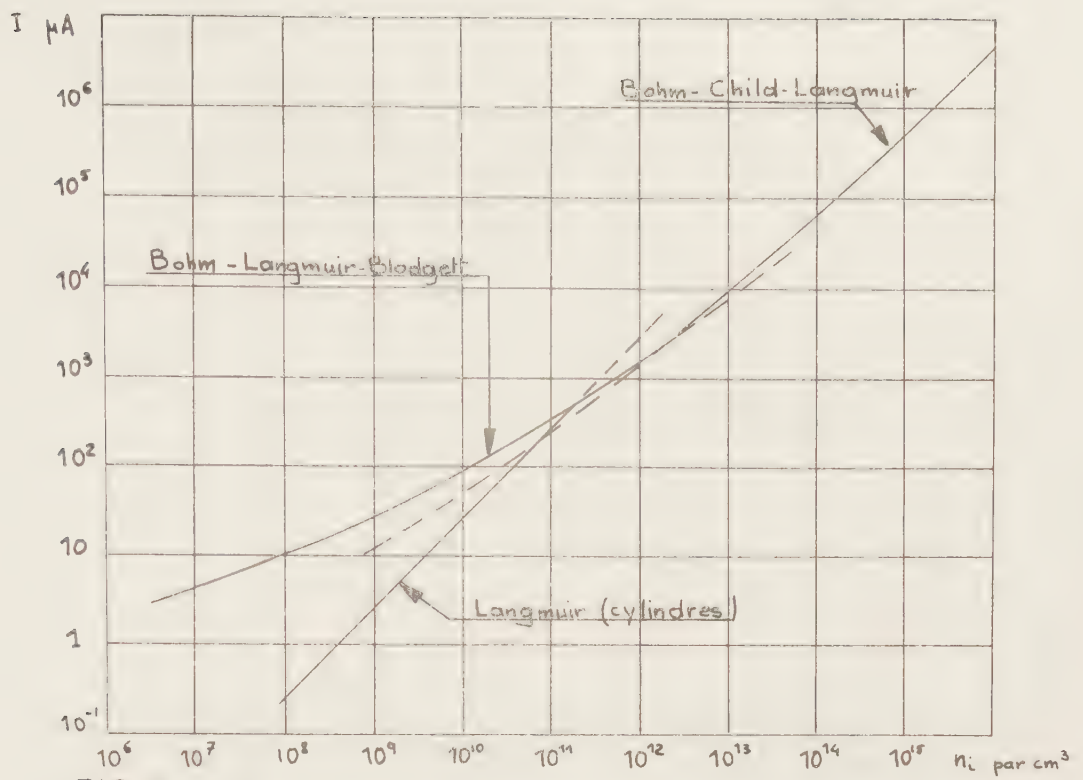


FIG:9. Représentation simultanée des théories appliquées à une sonde $\phi = 0,1 \text{ mm}$, $L = 10 \text{ mm}$, $V = -36 \text{ V}$, pour $T_e = 20.000^\circ \text{K}$.

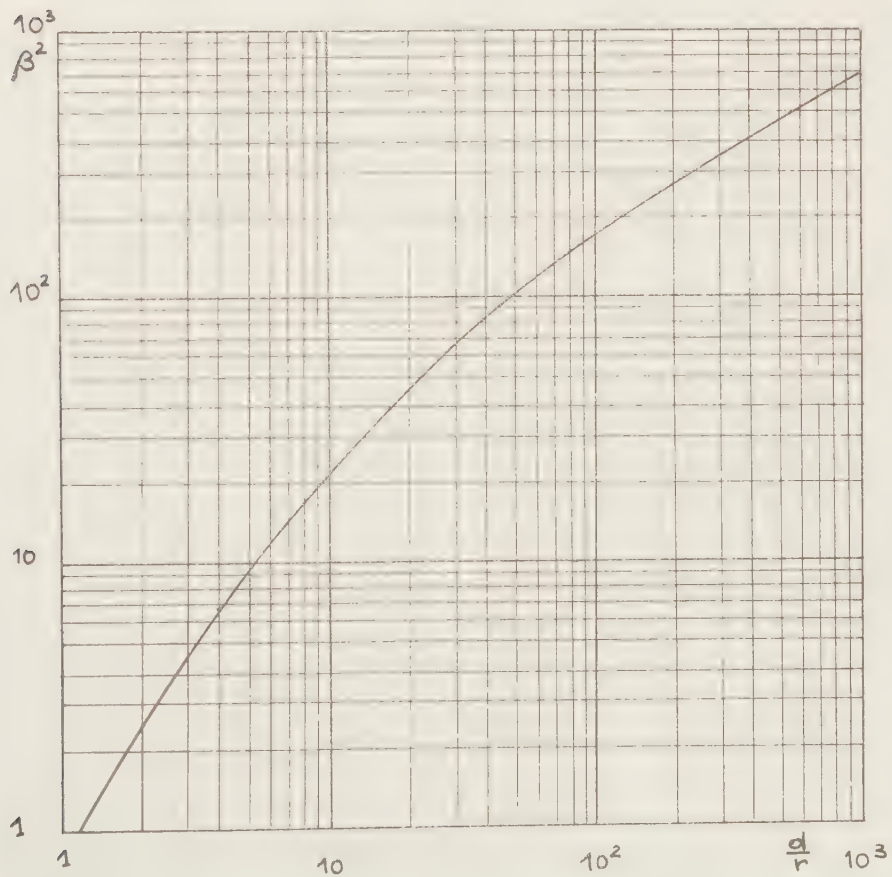


FIG:10. Variation de β^2 en fonction du rapport $\frac{d}{r}$ d'après la loi de Langmuir-Blodgett.

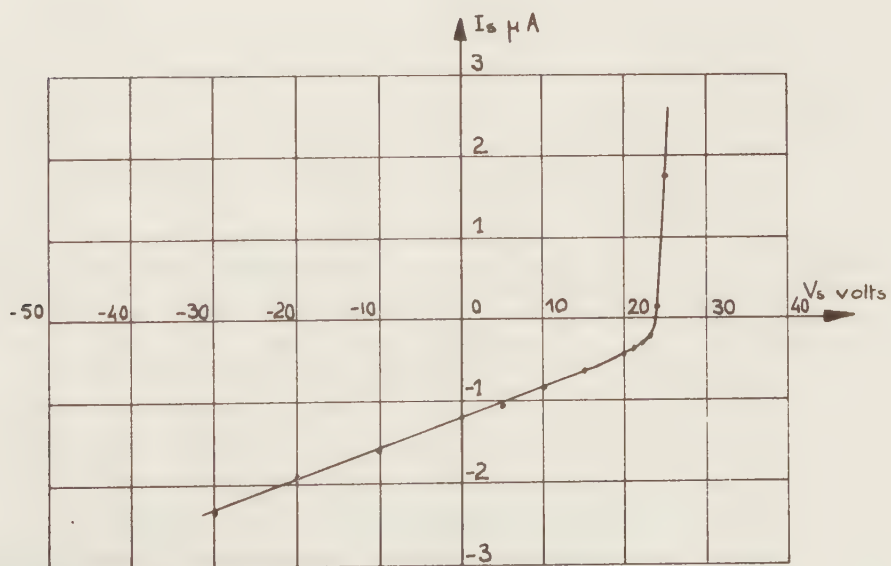
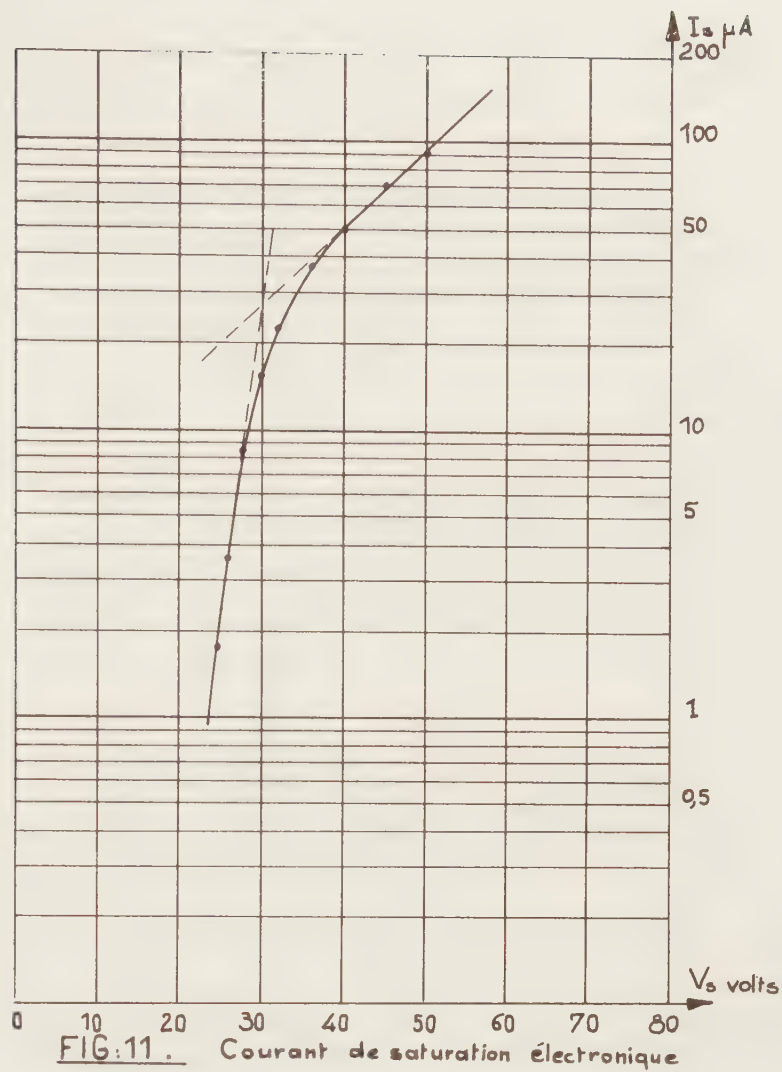


FIG:12. Courant de saturation ionique: $I_s = f(V_s)$.

Mach=2 ; p statique = 40 μHg { Sonde: $\phi = 0,1mm$, $L = 10mm$
Parallèle écoulement

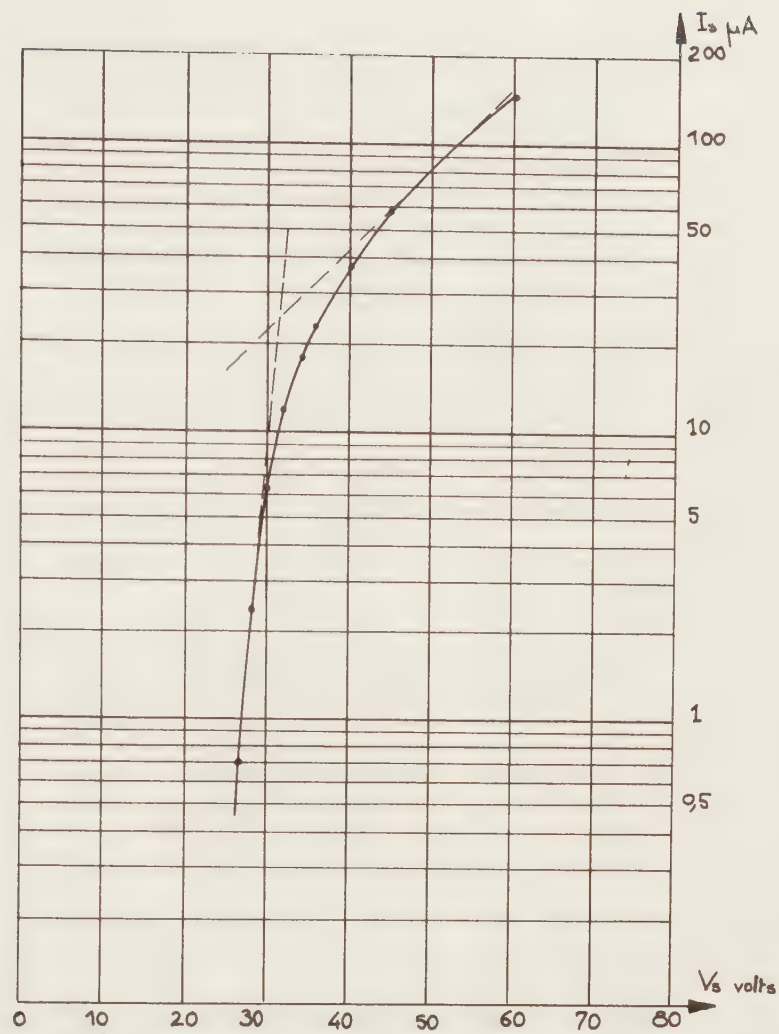


FIG:13. Courant de saturation électronique.

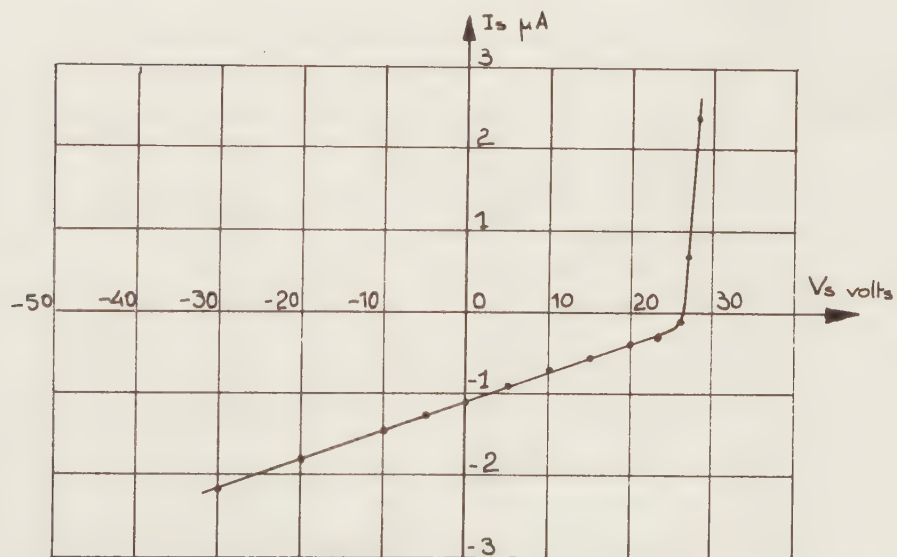


FIG:14. Courant de saturation ionique: $I_s = f(V_s)$.

Mach=2 ; p statique = 40 μHg — { Sonde: $\phi = 0,1 mm$, $L = 10 mm$
Perpendiculaire écoulement

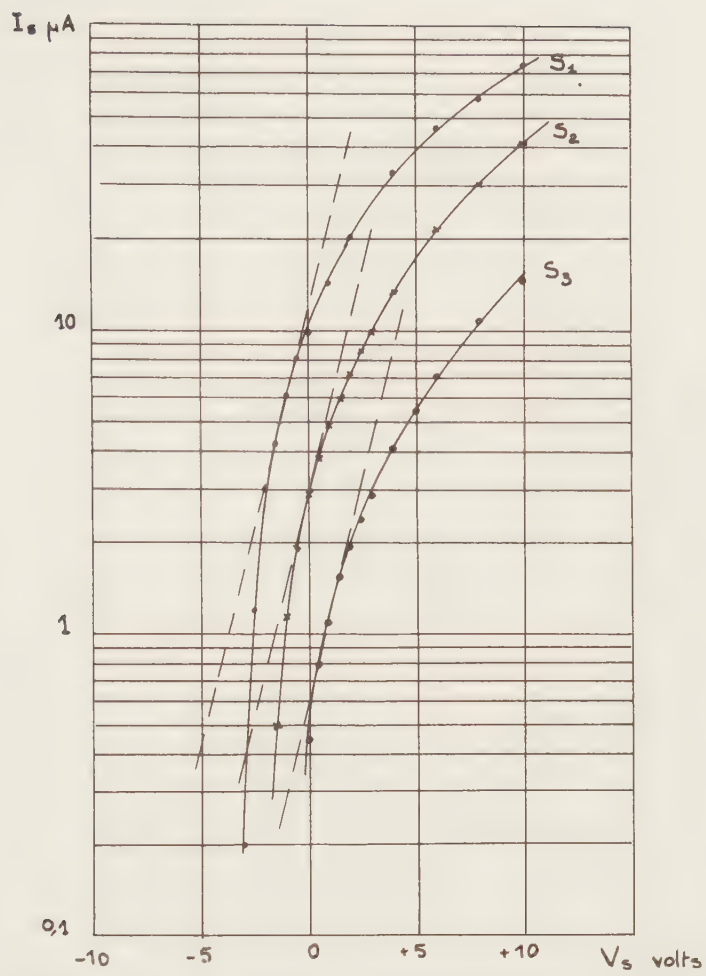


FIG:15. Courant de saturation électronique.

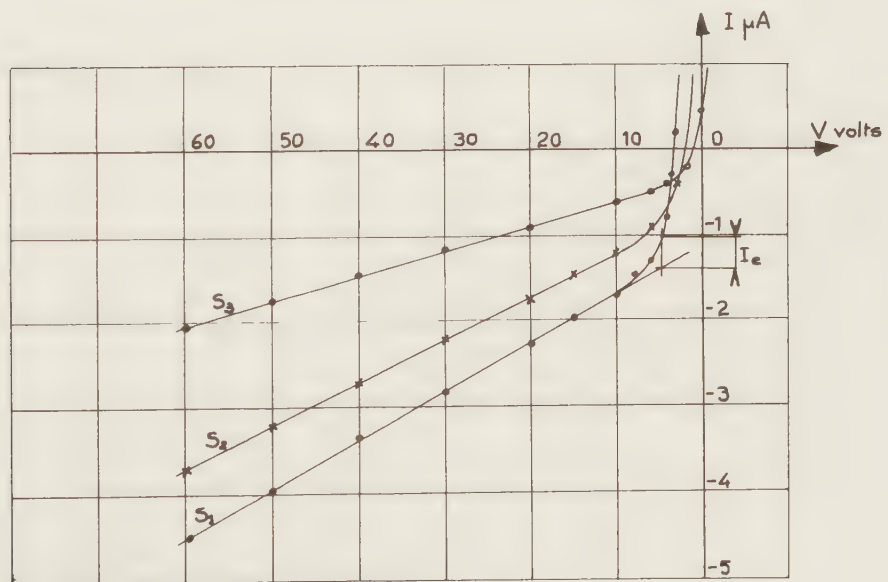


FIG:16. Courant de saturation ionique : $I_s = F(V_s)$.

Mach = 4 ; p statique = 60 μHg

- S_1 : $\phi = 0,2$ mm, $L = 20$ mm
- S_2 : $\phi = 0,1$ mm, $L = 20$ mm
- S_3 : $\phi = 0,1$ mm, $L = 10$ mm.

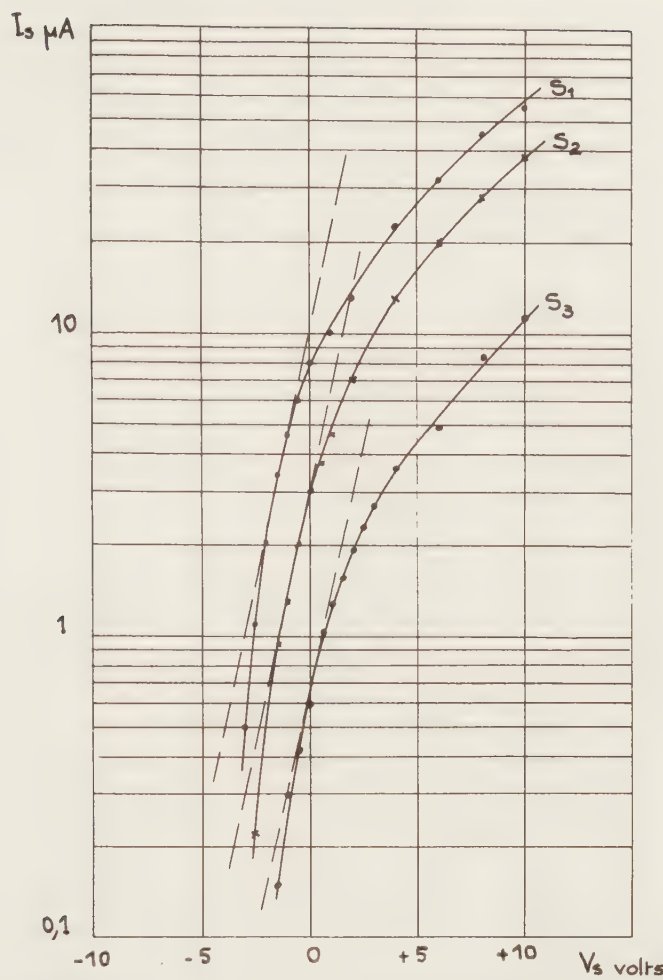


FIG:17. Courant de saturation électronique

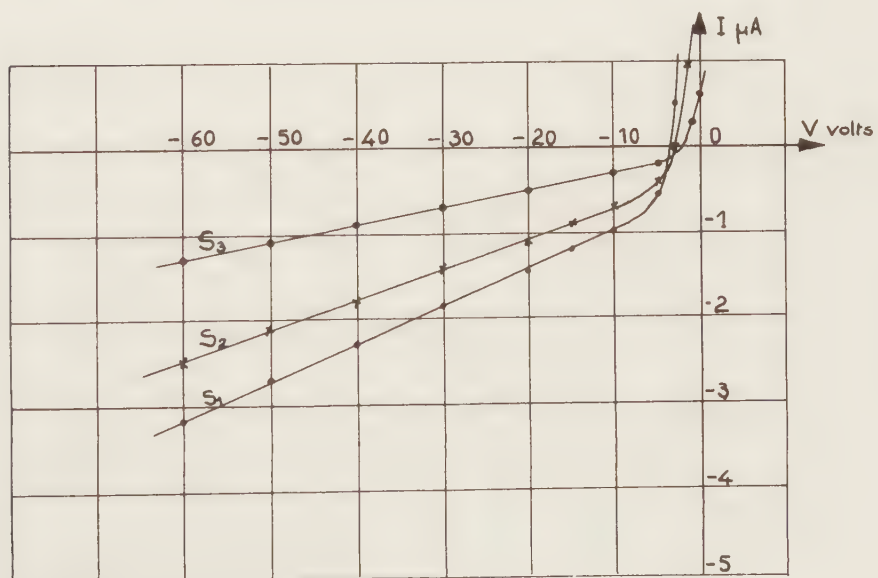


FIG:18. Courant de saturation ionique: $I_s = f(V_s)$.

Mach = 4 ; p statique = 60 μHg — $\begin{cases} S_1 : \phi = 0,2 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_2 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_3 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 10 \text{ mm} \end{cases}$

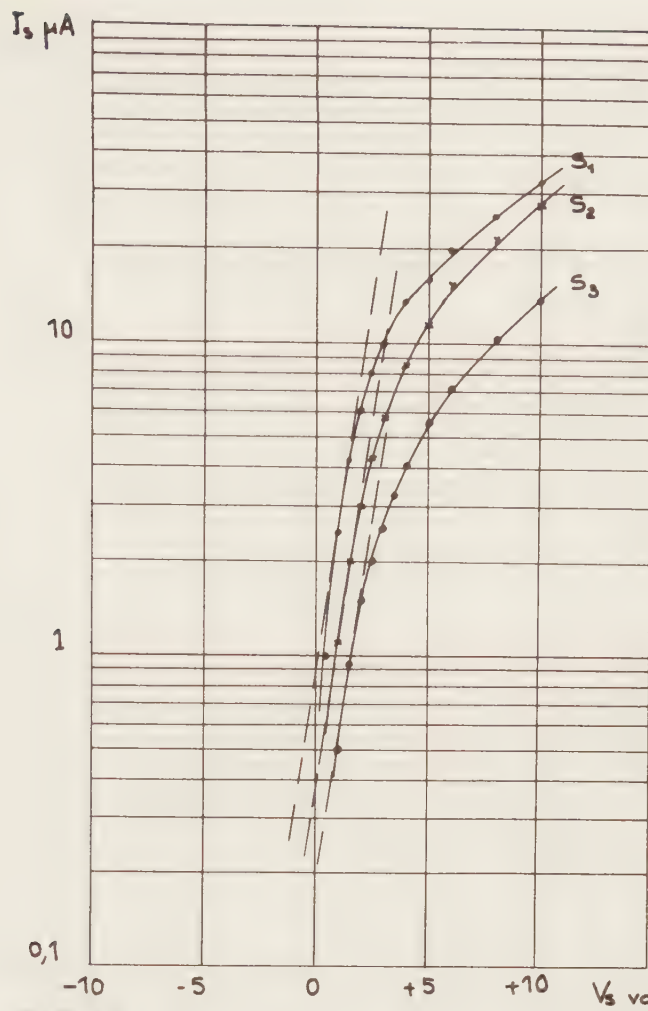


FIG:19. Courant de saturation électronique.

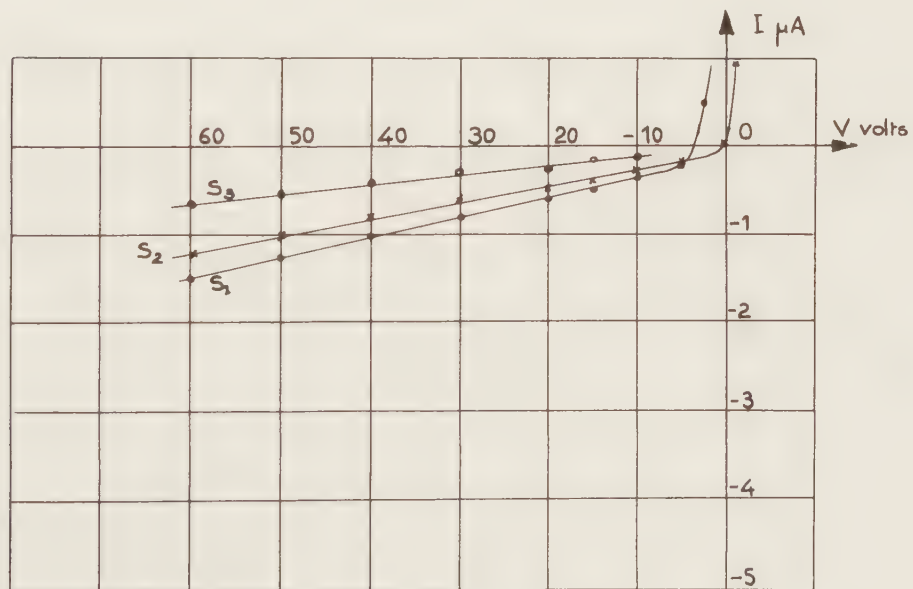


FIG:20. Courant de saturation ionique: $I_s = f(V_s)$.

Mach=4 ; p statique = 60 μHg — $\left\{ \begin{array}{l} S_1 : \phi = 0,2 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_2 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_3 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 10 \text{ mm} \end{array} \right.$

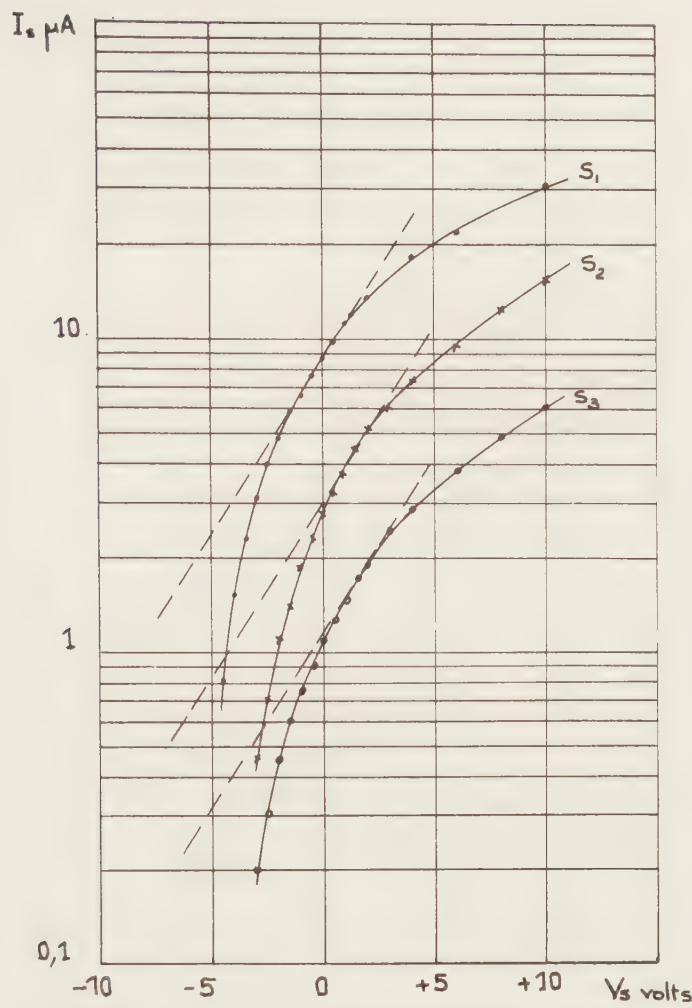


FIG:21. Courant de saturation électronique.

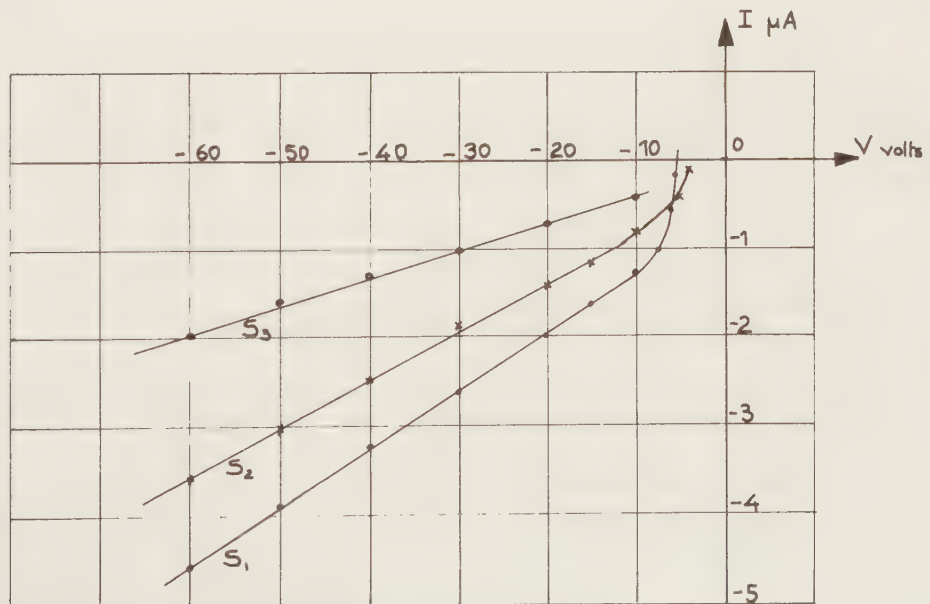


FIG:22. Courant de saturation ionique : $I_s = f(V_s)$.

Mach=4 ; p statique = 40 μHg

- S_1 : $\phi = 0,2$ mm, $L = 20$ mm
- S_2 : $\phi = 0,1$ mm, $L = 20$ mm
- S_3 : $\phi = 0,1$ mm, $L = 10$ mm

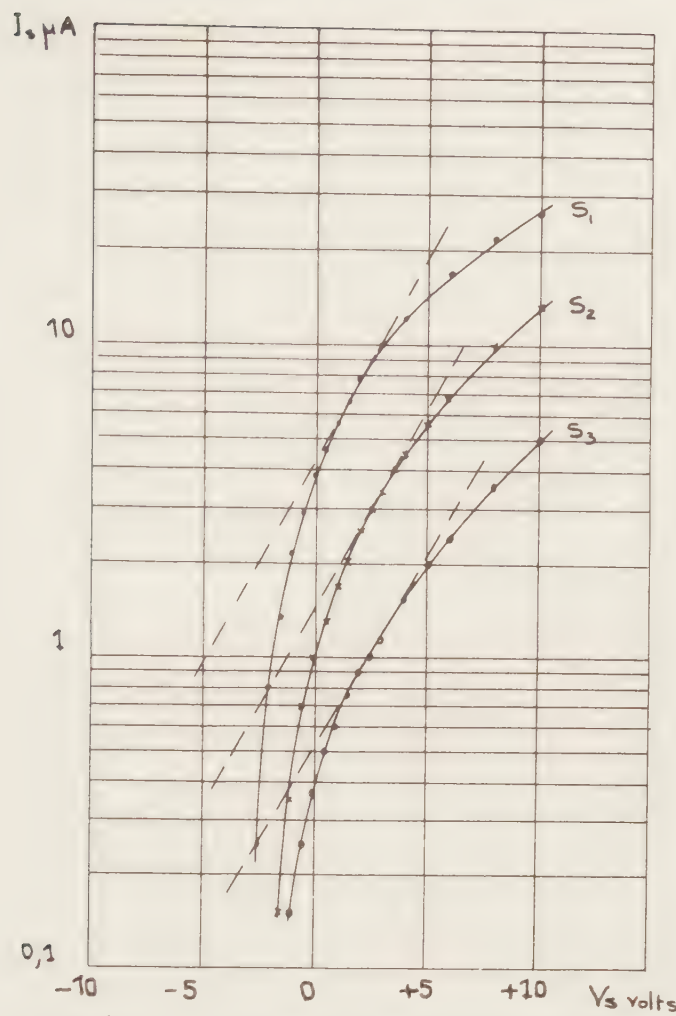


FIG:23. Courant de saturation électronique.

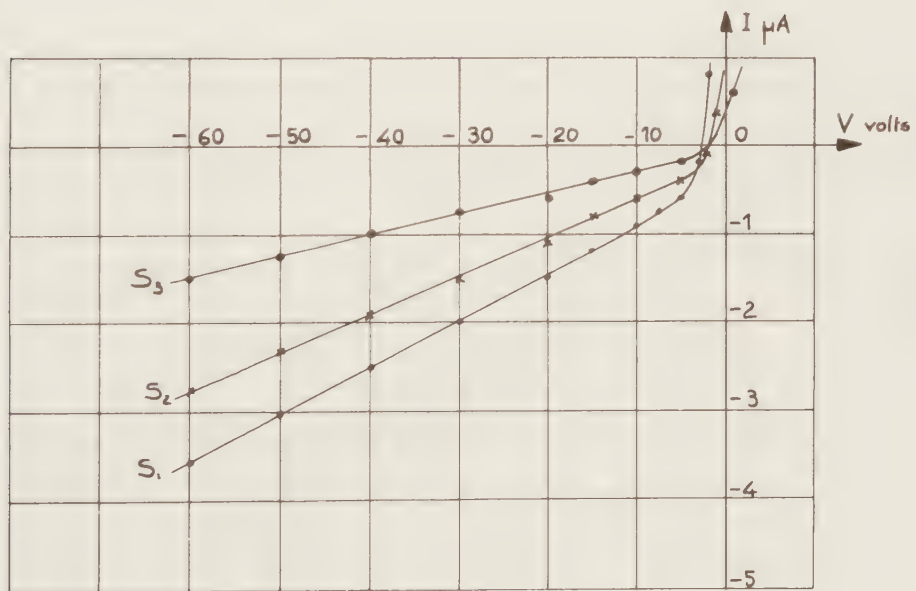


FIG:24. Courant de saturation ionique: $I_s = f(V_s)$.

Mach=4 ; p statique = 40 μHg — $\begin{cases} S_1 : \phi = 0,2 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_2 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 20 \text{ mm} \\ S_3 : \phi = 0,1 \text{ mm}, L = 10 \text{ mm} \end{cases}$

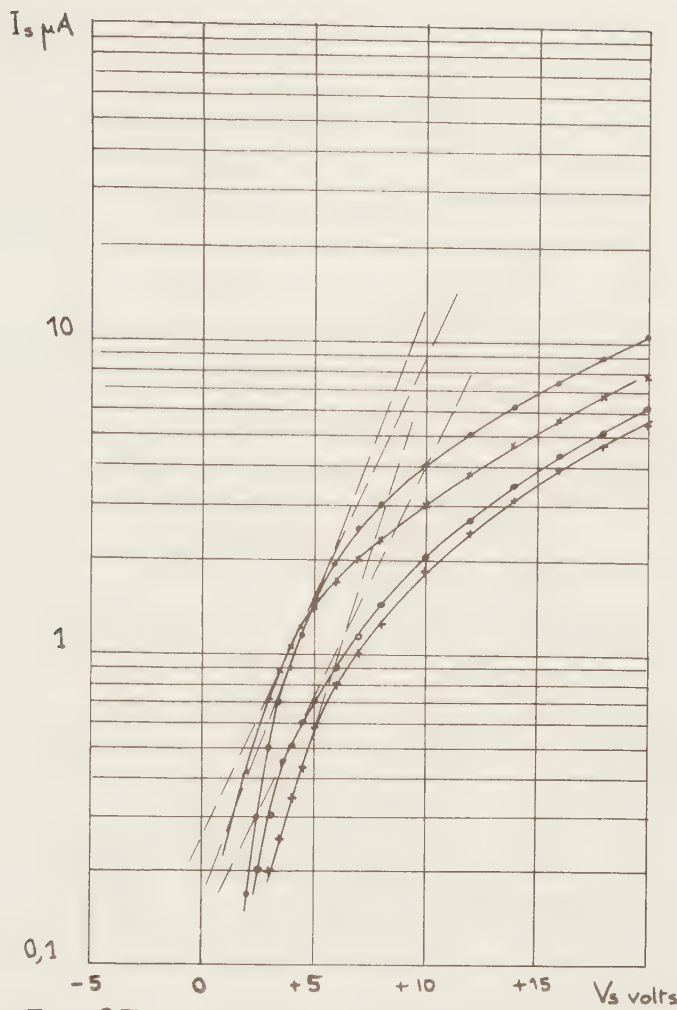


FIG:25. Courant de saturation électronique

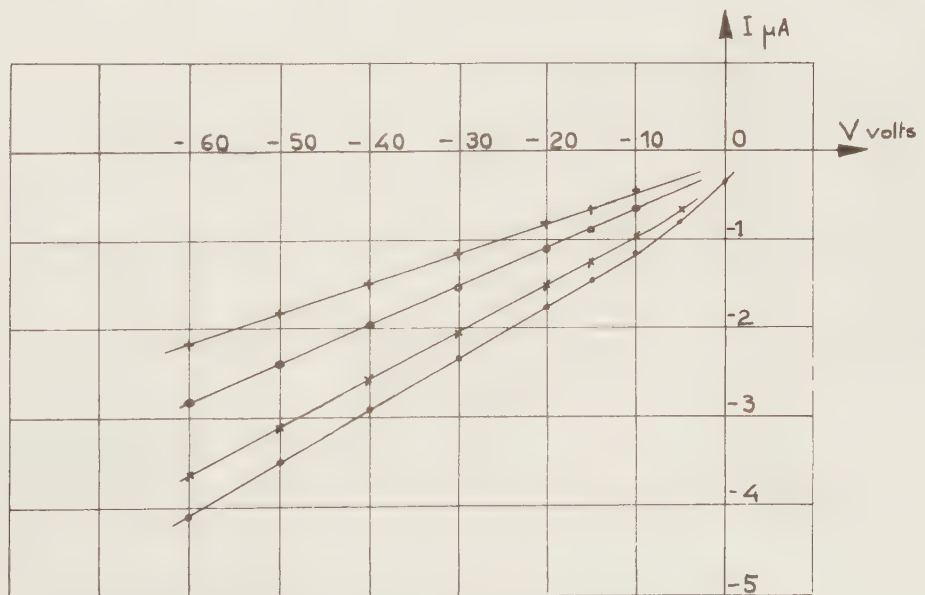


FIG:26. Courant de saturation ionique : $I_s = f(V_s)$.

Mach = 4 ; p statique = 15 μHg — { - Sonde unique
 - $\phi = 0,1 \text{ mm}$, $L = 10 \text{ mm}$
 - densité $n_{e,ni}$ en paramètre.

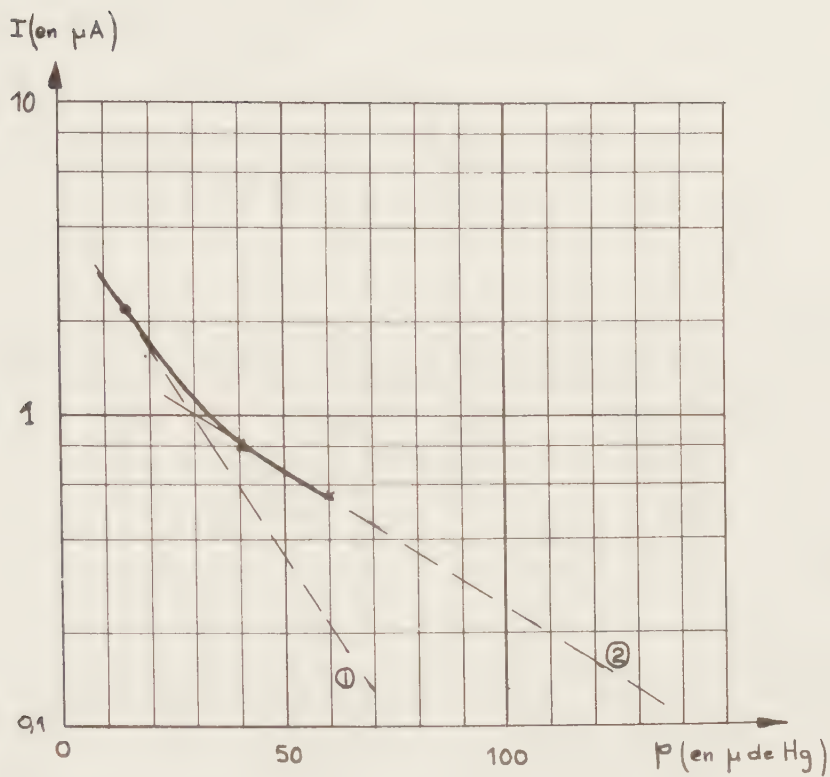


FIG:27. Caractéristique $I_L = f(p)$
 (pour $n \approx 1,5 \cdot 10^7 (cm^3)^{-1}$, $T_e \approx 20.000^\circ K$, $V_s \approx 36V$)

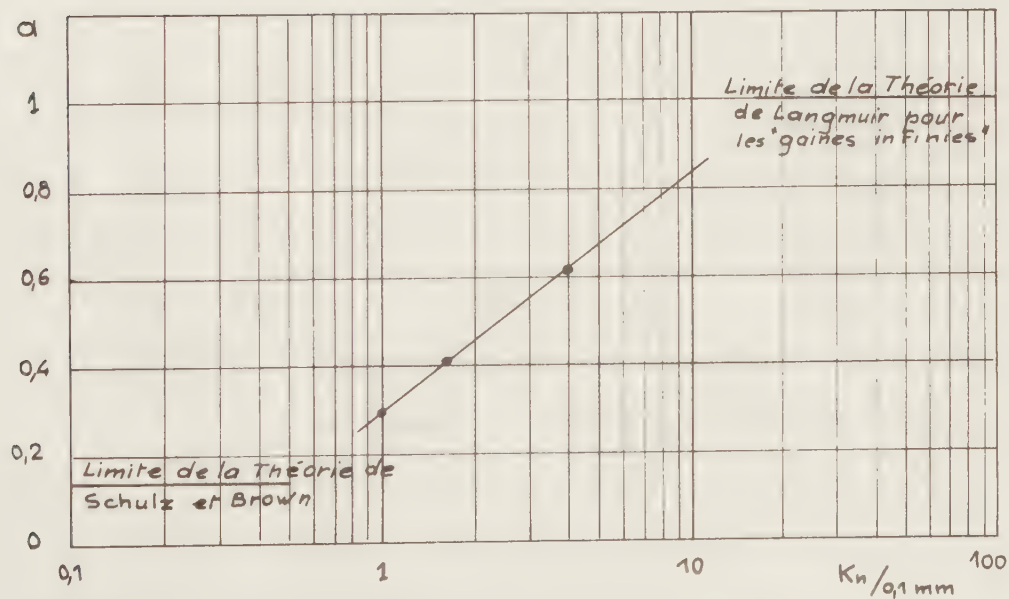


FIG:29. Valeurs expérimentales du coefficient a de $I_L \propto r^a$.

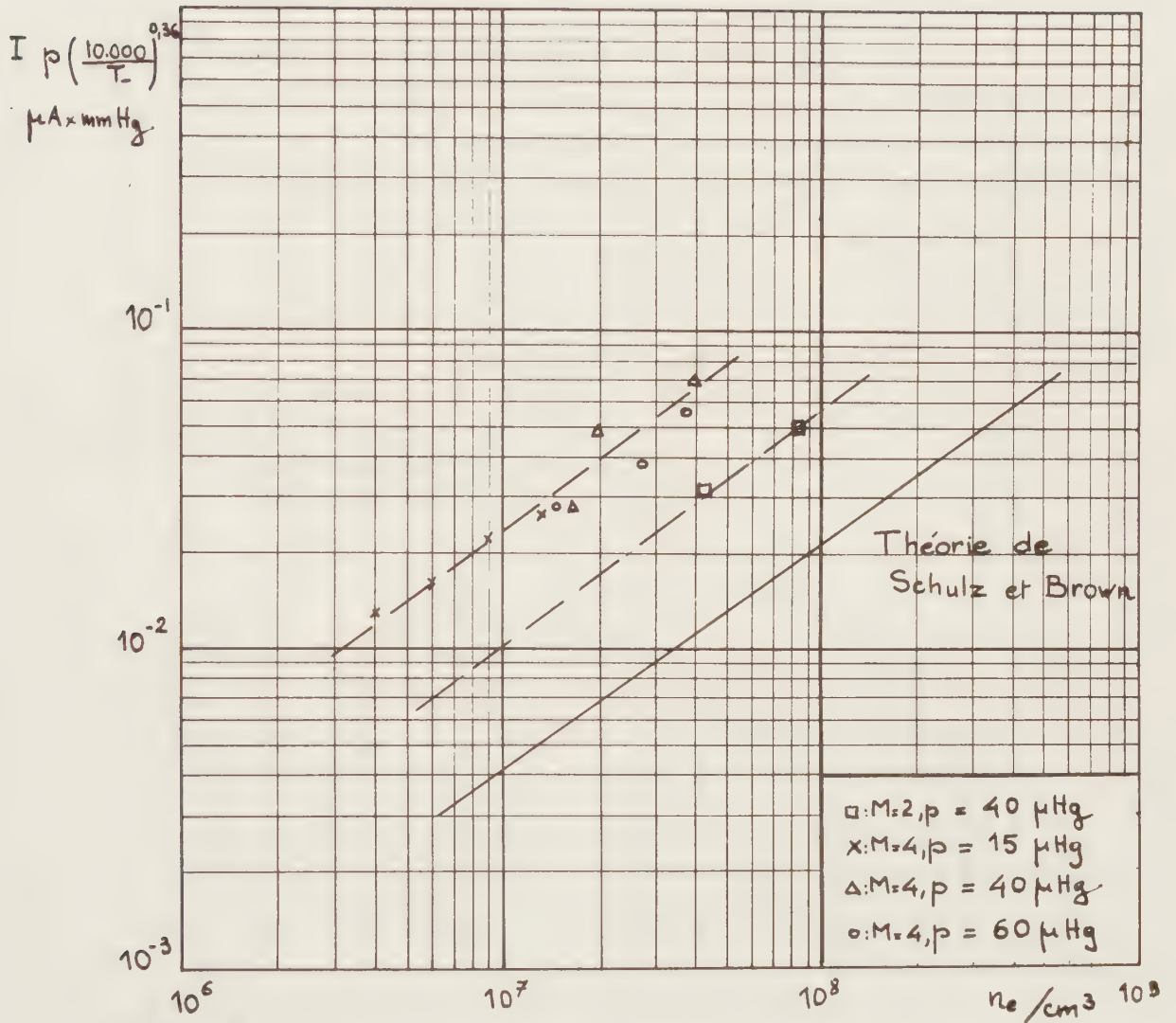


FIG:28.

Expression de nos résultats expérimentaux sous

la forme : $I.p.\left(\frac{10.000}{T_e}\right)^{0.357} = f(n_e)$.

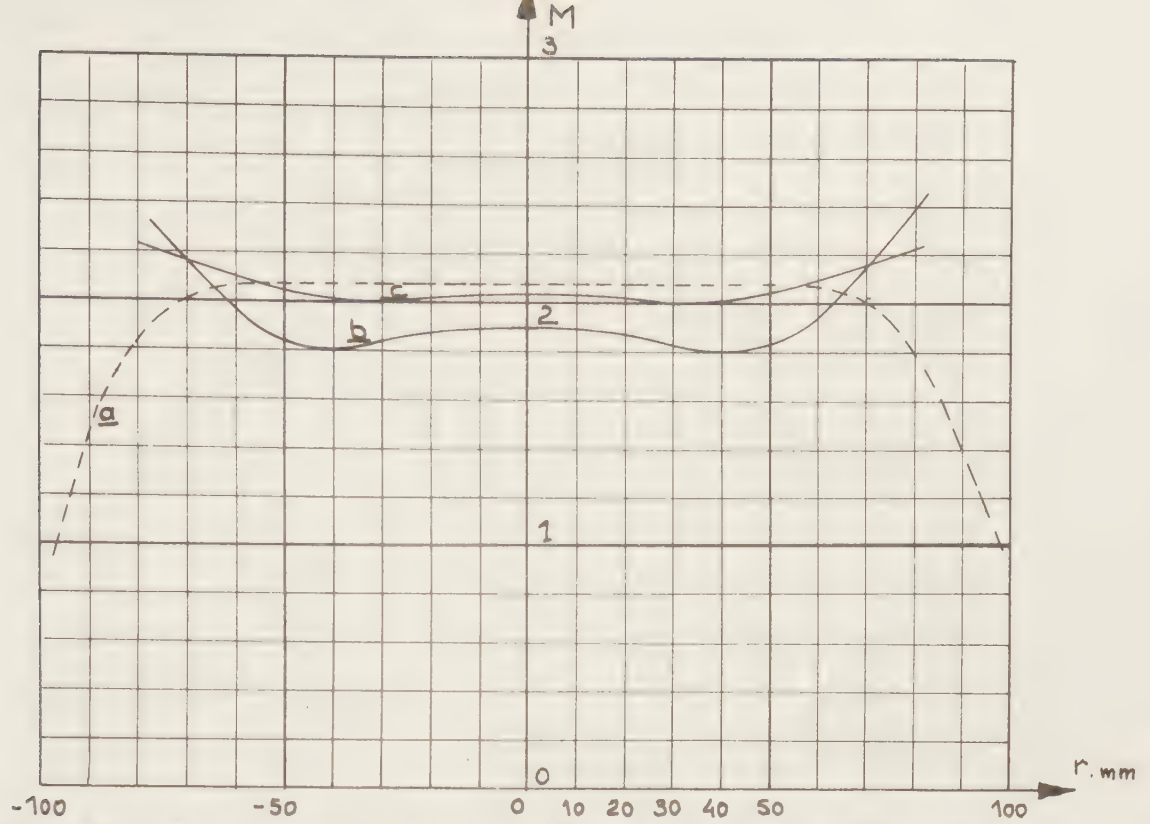


FIG:30. Exploration transversale de la tuyère M2. $40\mu\text{Hg}$
(a, chambre normale; b, petite chambre; c, petite chambre avec ionisation).

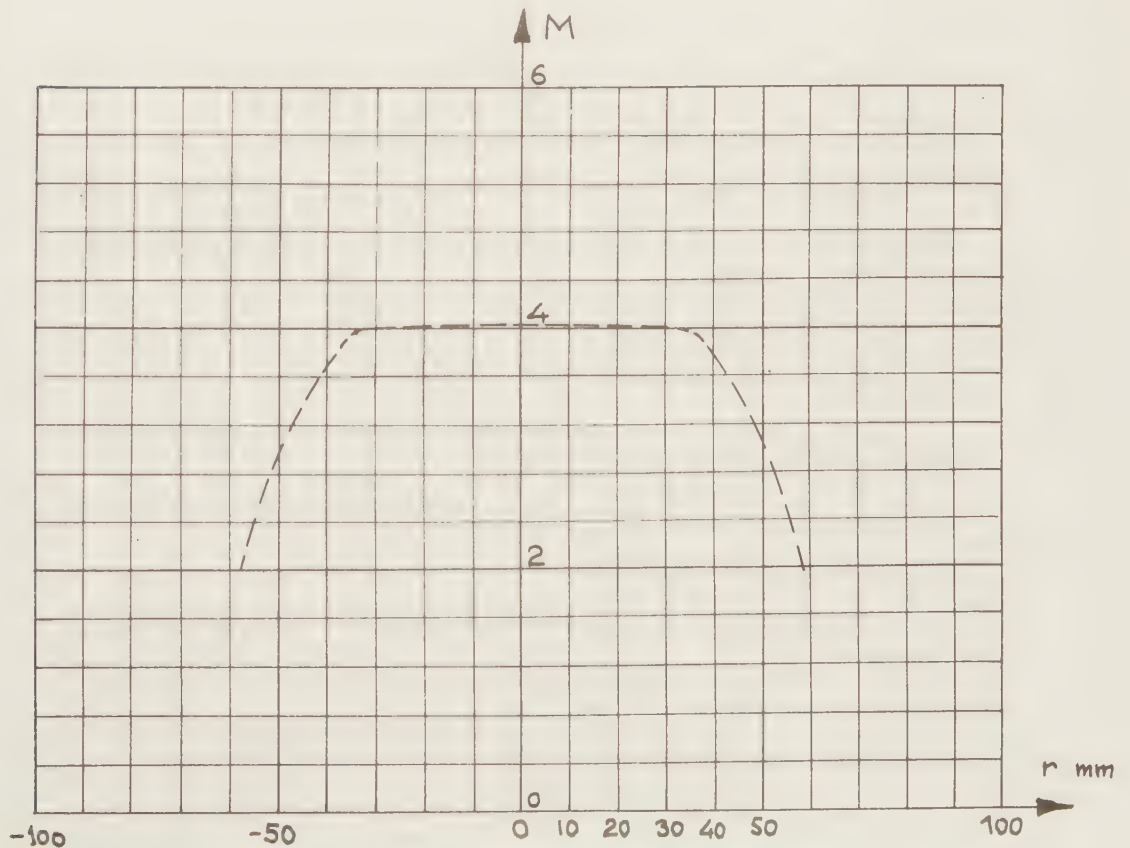


FIG:31. Exploration transversale de la tuyère M.4- $40\mu\text{Hg}$
(sans ionisation).

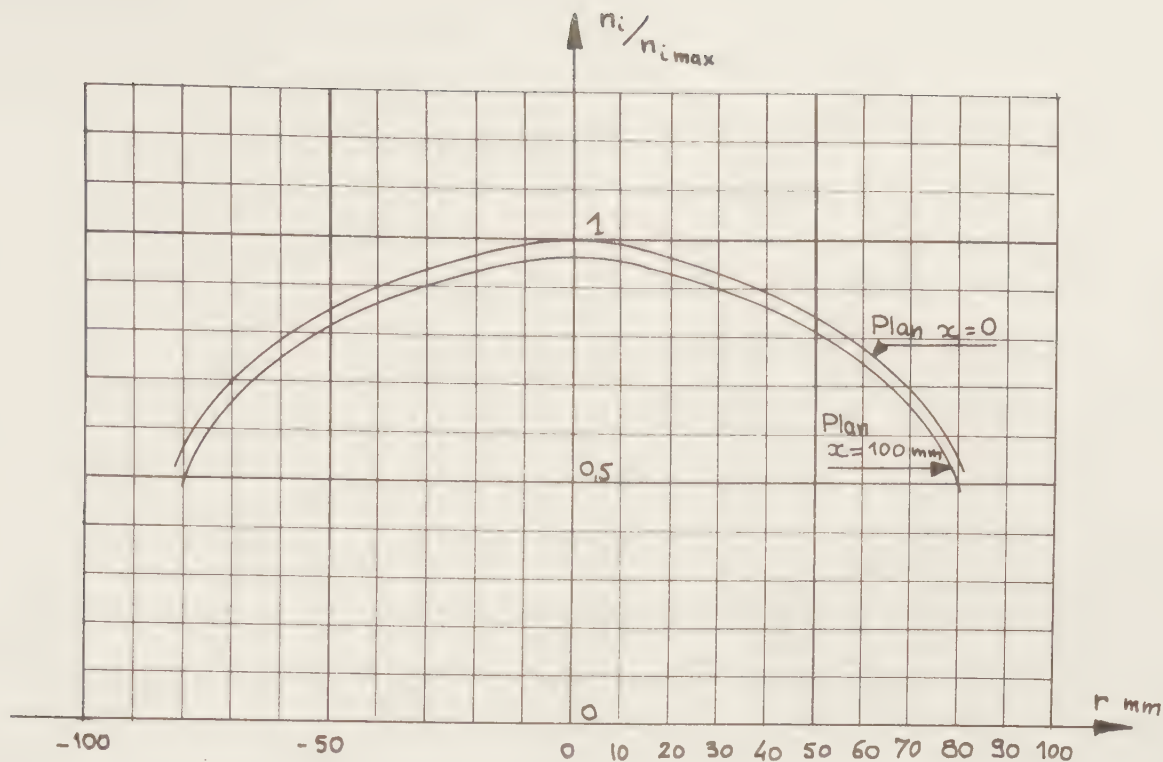


FIG:32. Exploration transversale de l'ionisation pour la
tuyère M.2. 40 μ Hg

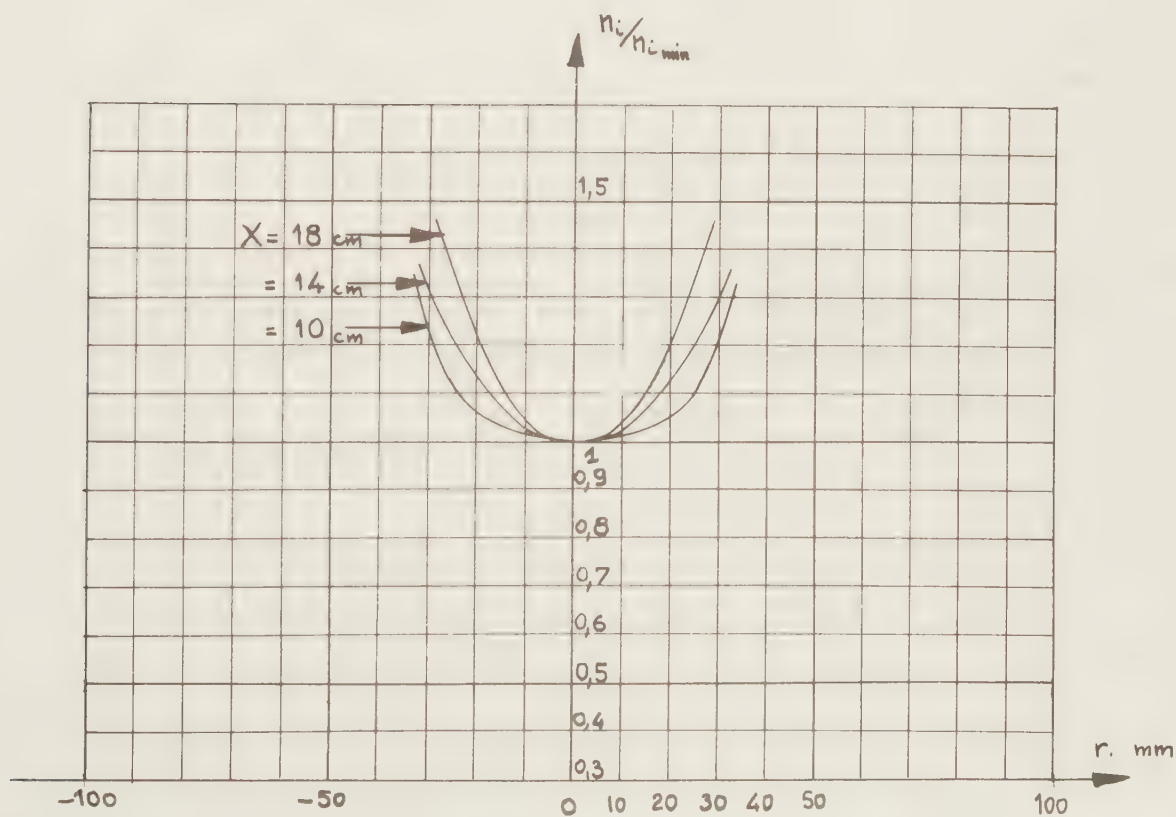


FIG:33. Exploration transversale de l'ionisation pour la
tuyère M.4. 40 μ Hg. (X: distance de la self au col)

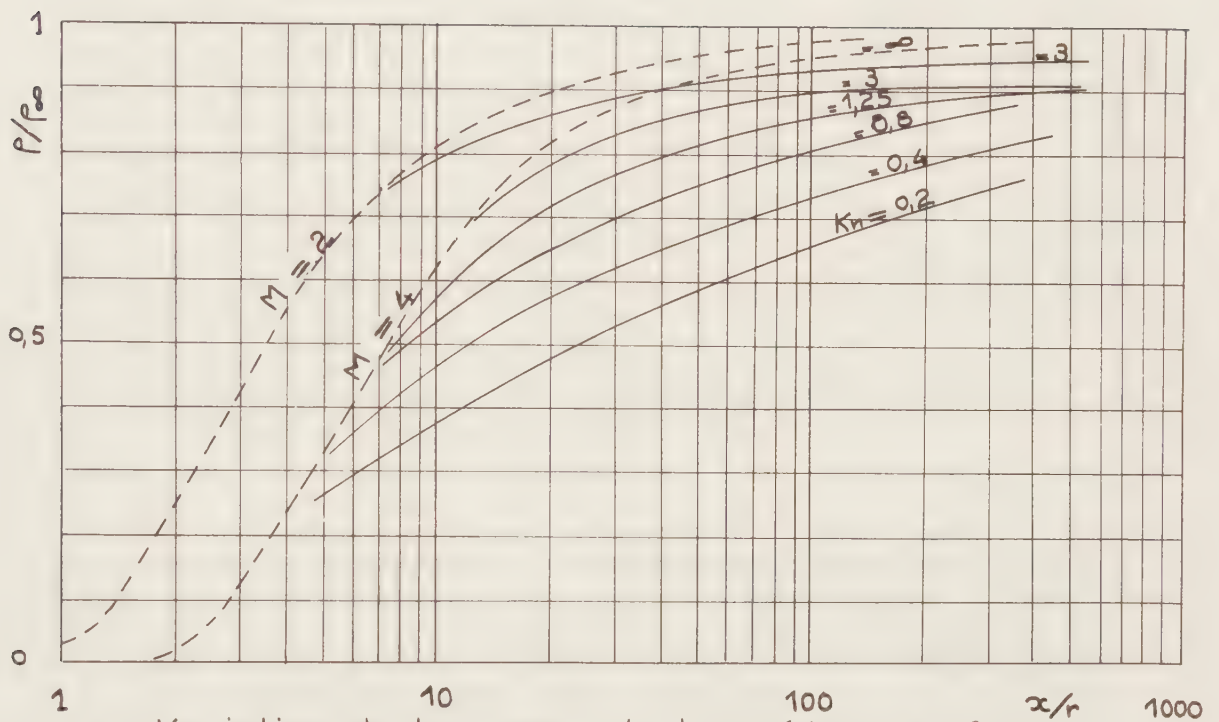


FIG:34 Variation de la masse volumique réduite en fonction de l'abscisse réduite pour différents nombres de Knudsen (----théorie et —expérience, d'après Trépaud).

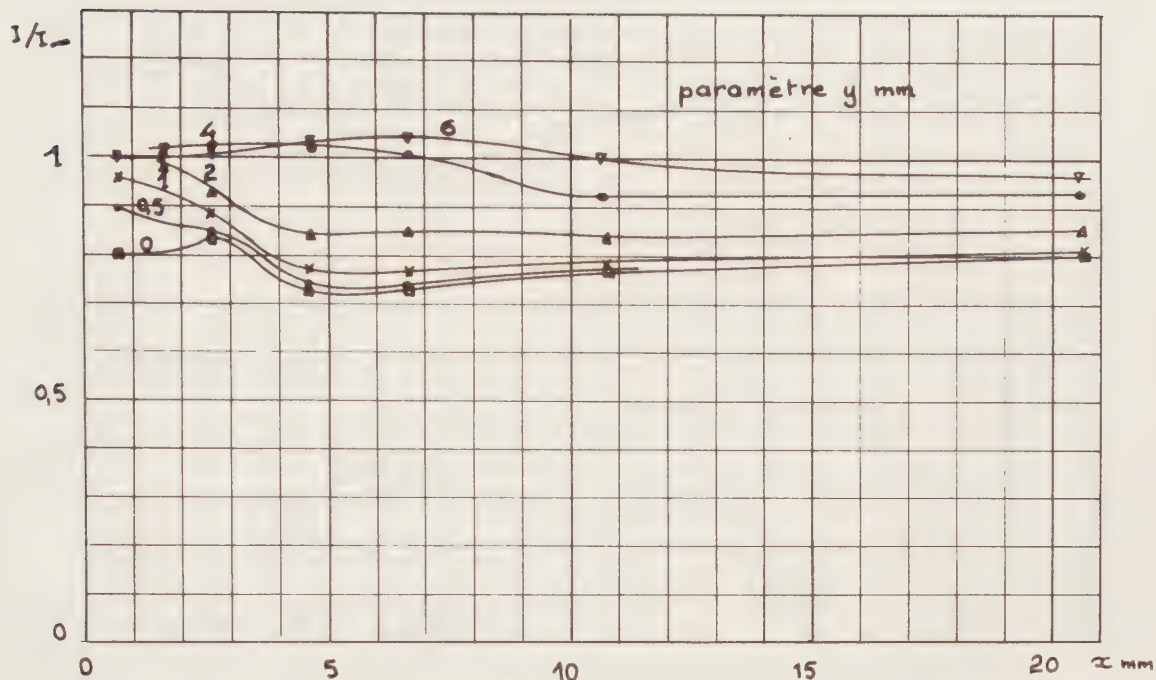


FIG:35. Variation du courant réduit de sonde en fonction de l'abscisse pour différentes distances à l'axe ($M=2$, $p=40 \mu\text{Hg}$, $\phi=0.3 \text{ mm}$, $K_n=3$).

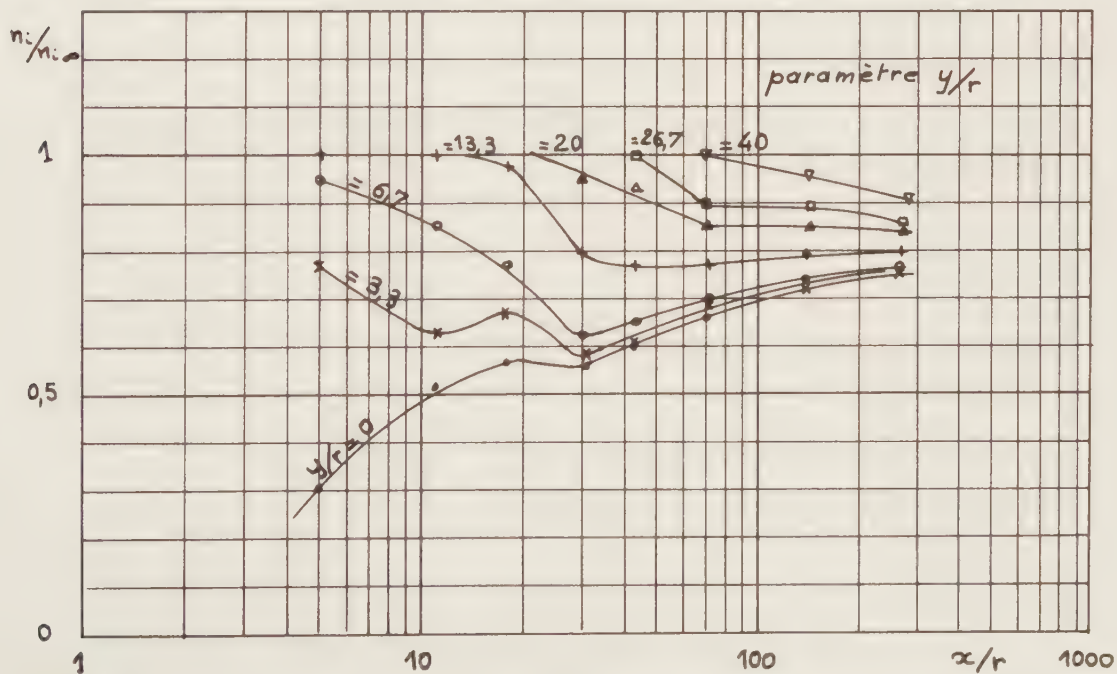
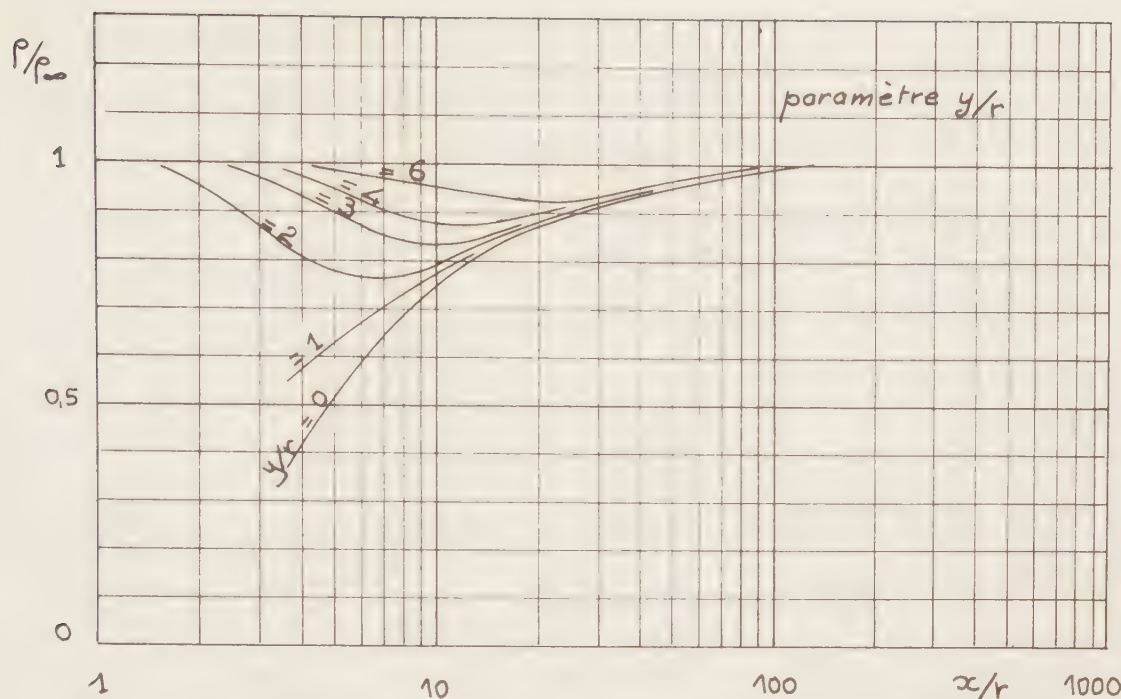


FIG:38. Variation de la densité ionique réduite en fonction de l'abscisse réduite pour différentes ordonnées réduites ($M=2$, $p=40 \mu\text{Hg}$, $\phi=0.3 \text{ mm}$, $K_n=3$).



1 Variation de la masse volumique réduite en fonction de l'abscisse réduite pour différentes ordonnées réduites (évaluation d'après Trépaud, $M=2$ et $K_n=3$).

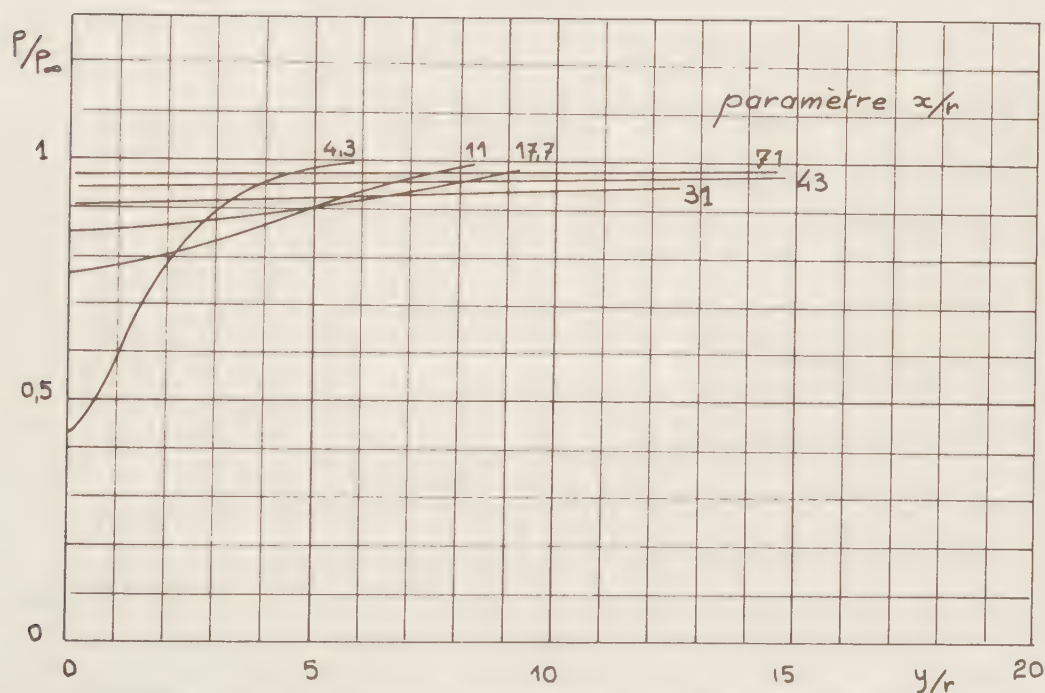


FIG:37. Variation de la masse volumique réduite en fonction de l'ordonnée réduite pour différentes abscisses réduites (évaluation d'après Trépaud, $M=2$ et $K_n=3$).

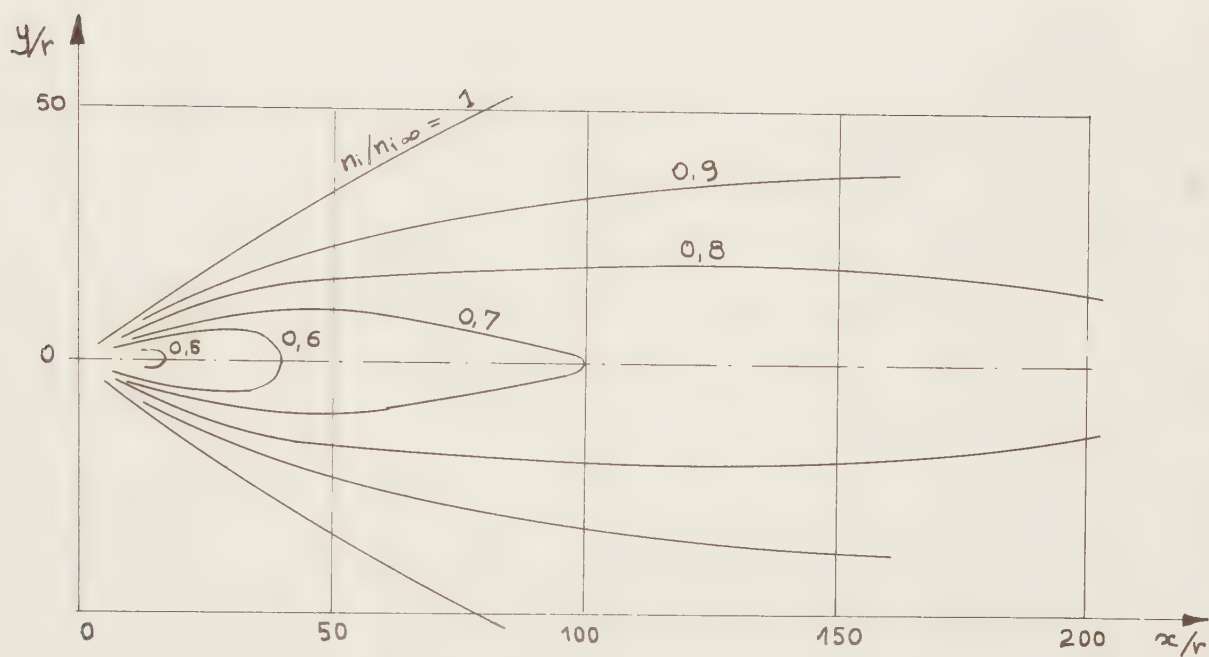


FIG: 39 . Profil du sillage ionisé , $M=2$, $K_n=3$, $r=0,15\text{ mm}$.

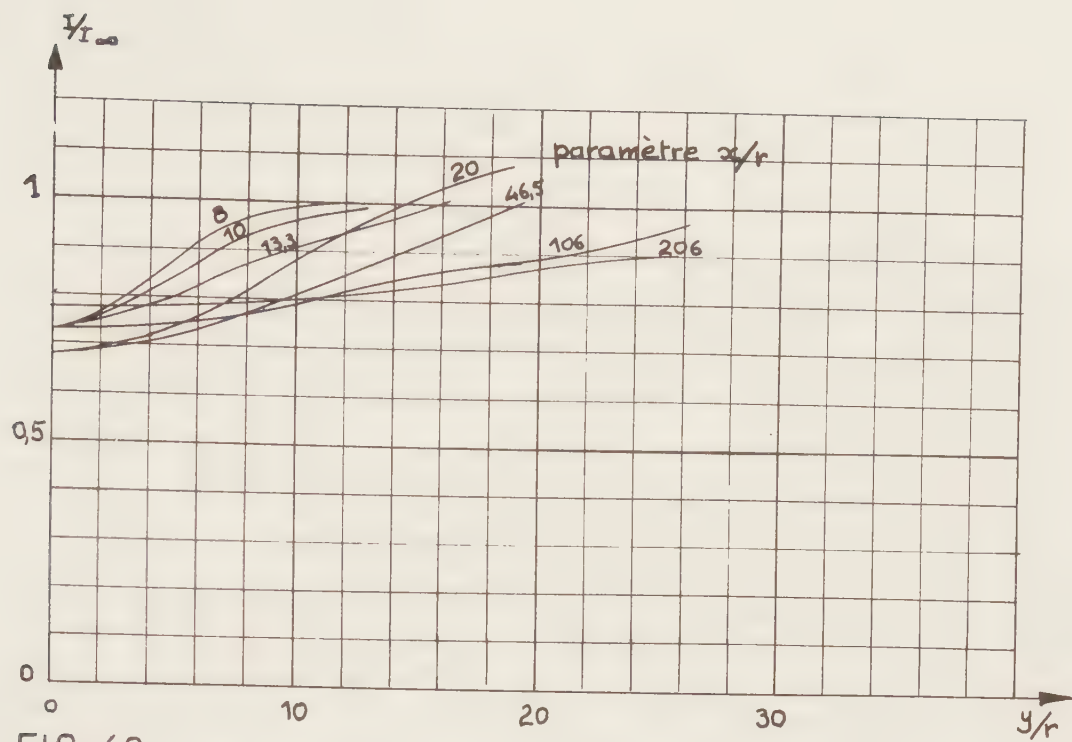


FIG:40. Variation du rapport I/I_{∞} pour $M=4$ et $k_n=3$

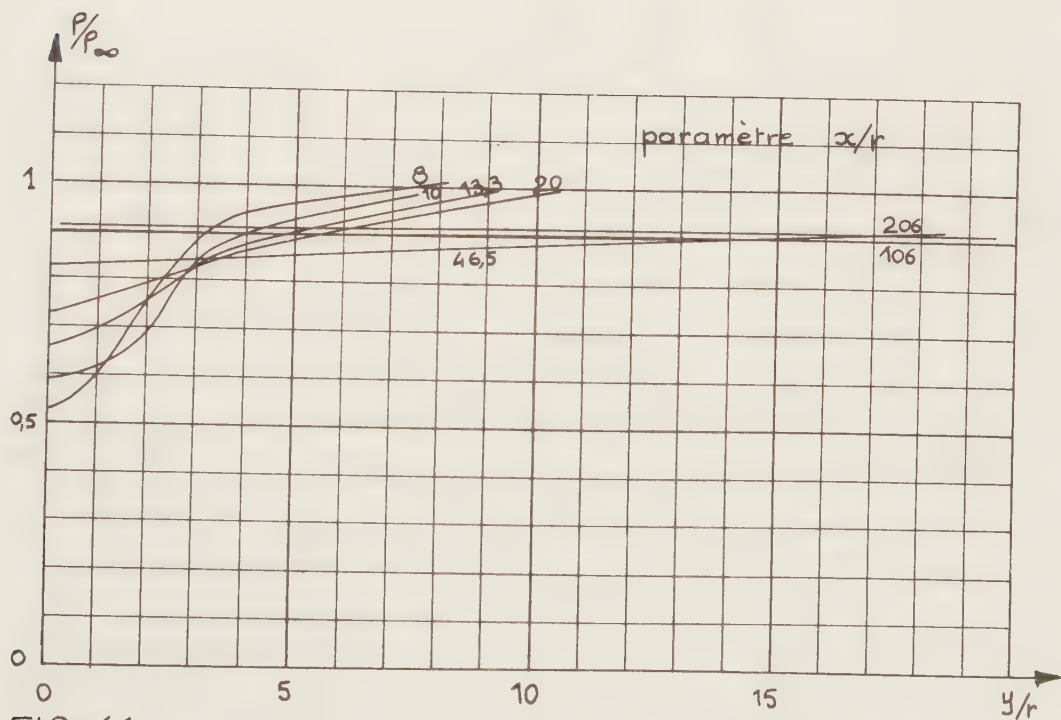


FIG:41. Variation du rapport P/P_{∞} pour $M=4$ et $k_n=3$

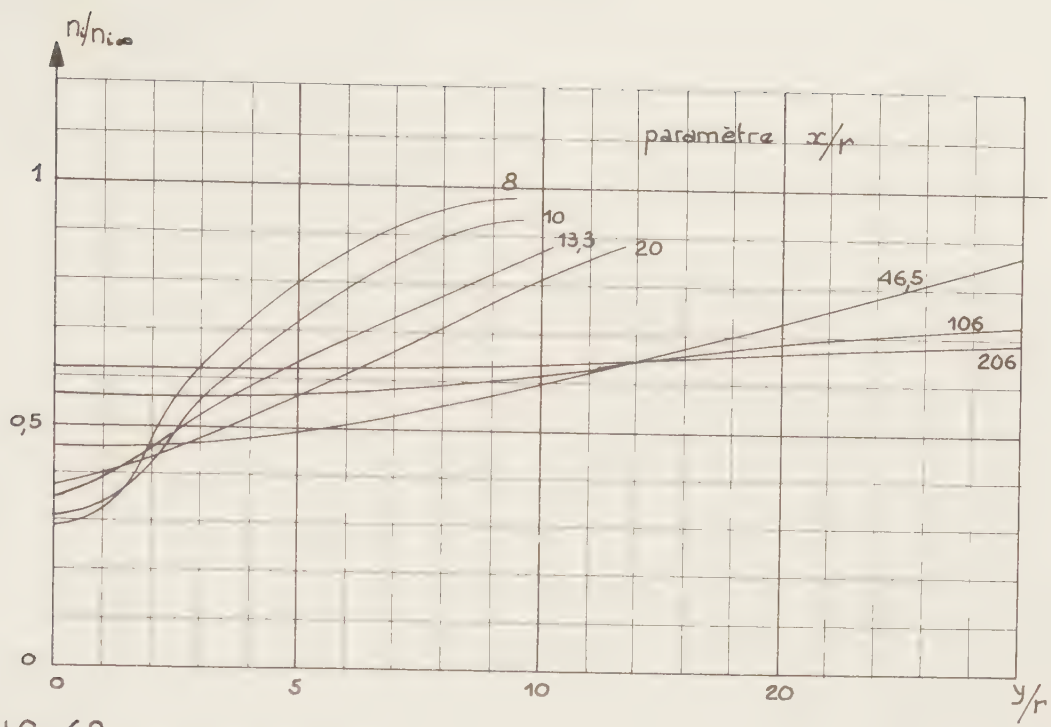


FIG:42. Variation du rapport n/n_{∞} pour $M=4$ et $K_n=3$

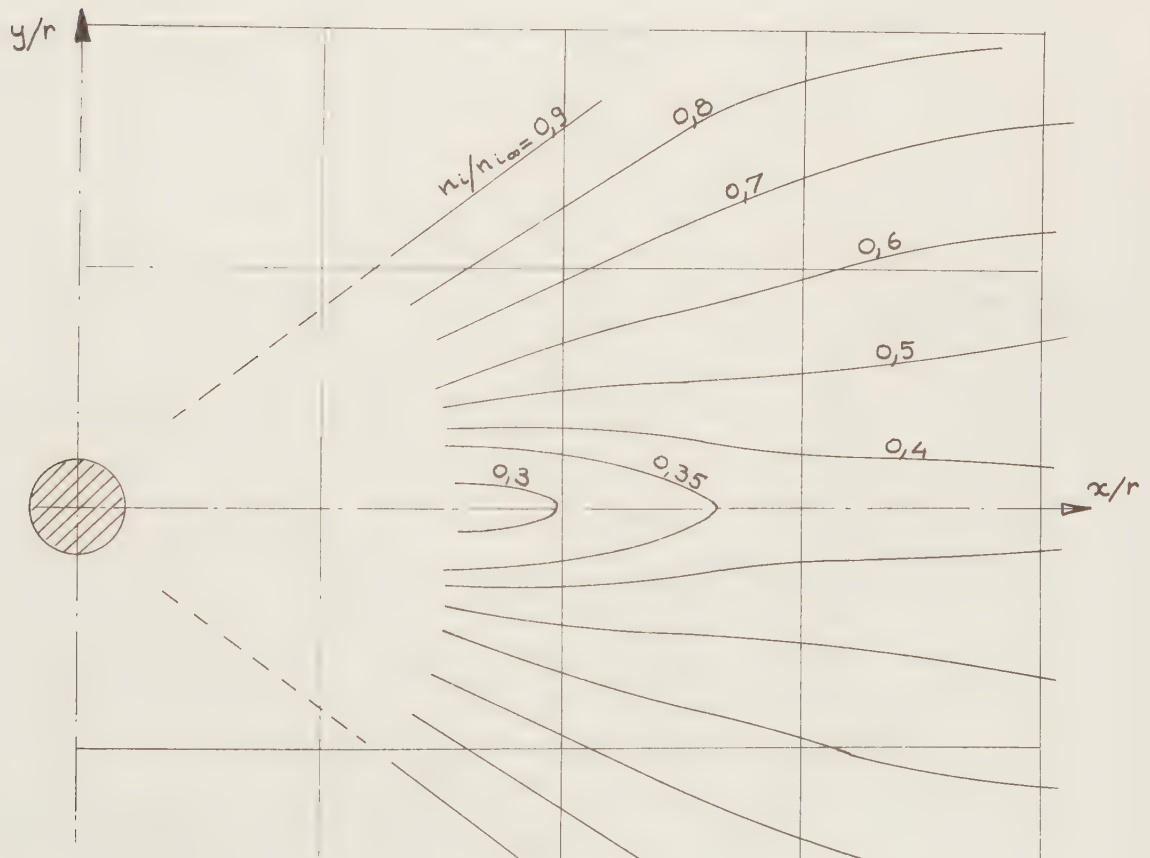


FIG:43. Profil du sillage ionisé, $M=4$, $K_n=3$, $r=0,15$ mm.

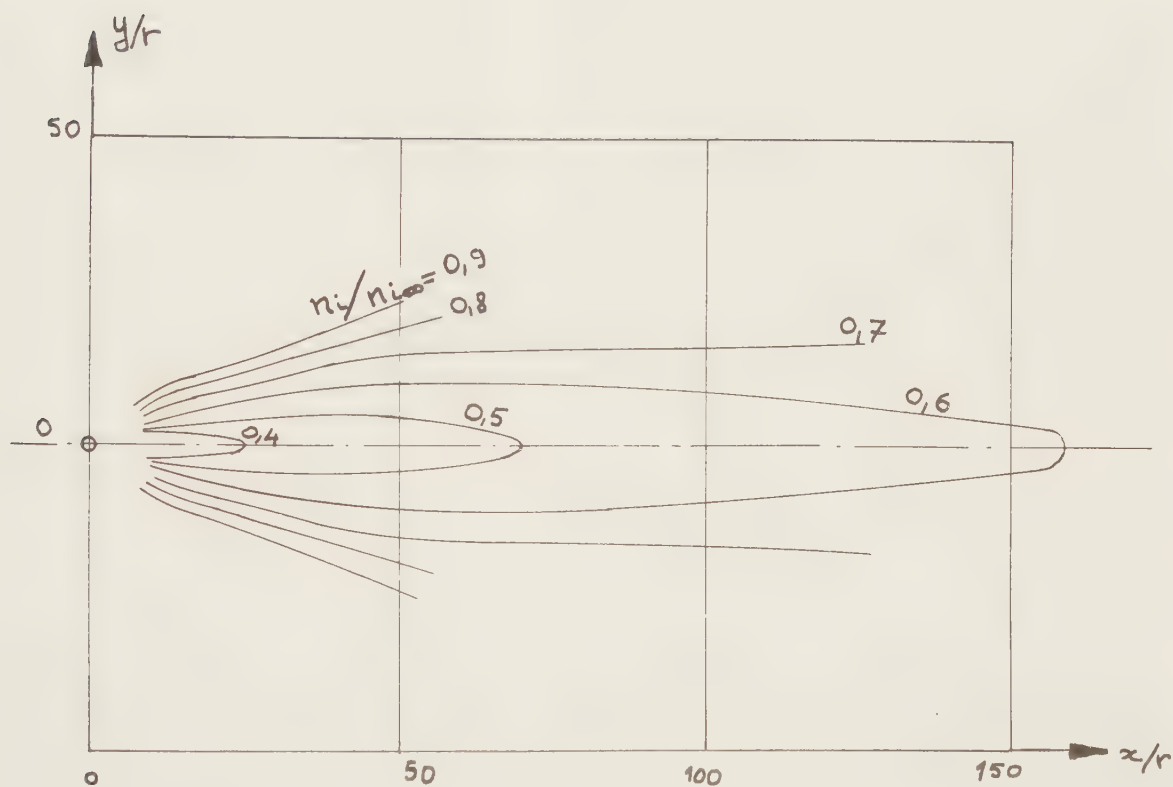


FIG: 44. Profil du sillage ionisé, $M=4$, $K_n=3$, $r=0,15\text{ mm}$.

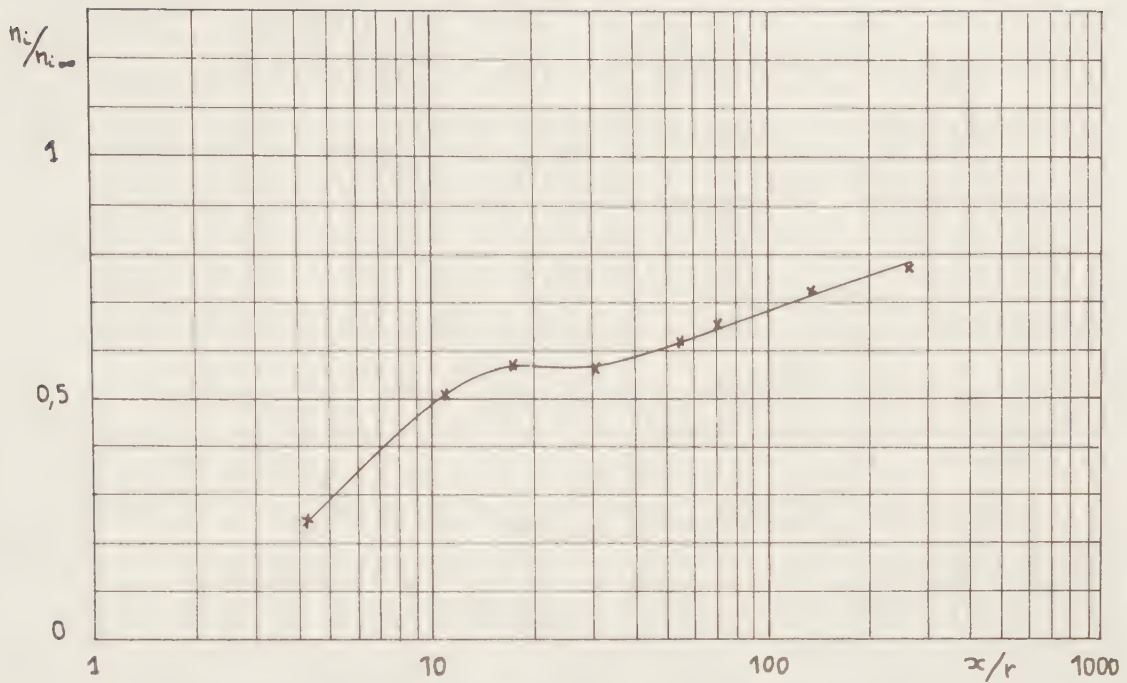


FIG:45. Variation de la densité ionique réduite sur l'axe
($M=2$, $K_n=3$).

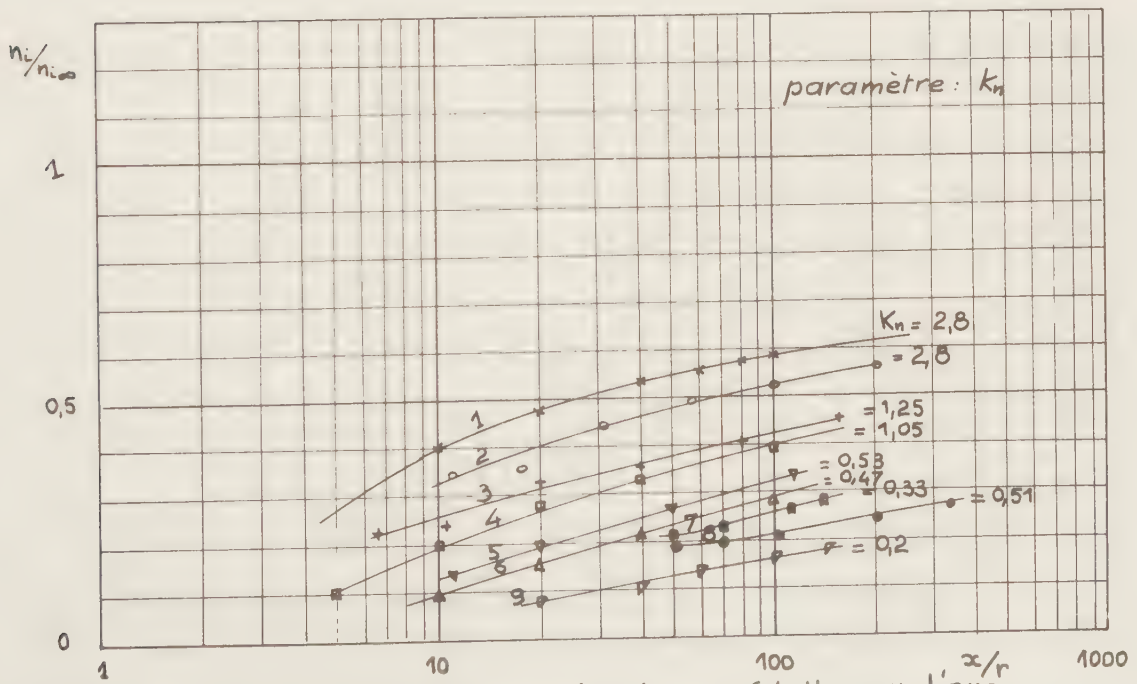


FIG:46. Variation de la densité ionique réduite sur l'axe,
pour différents nombres de Knudsen ($M=4$).

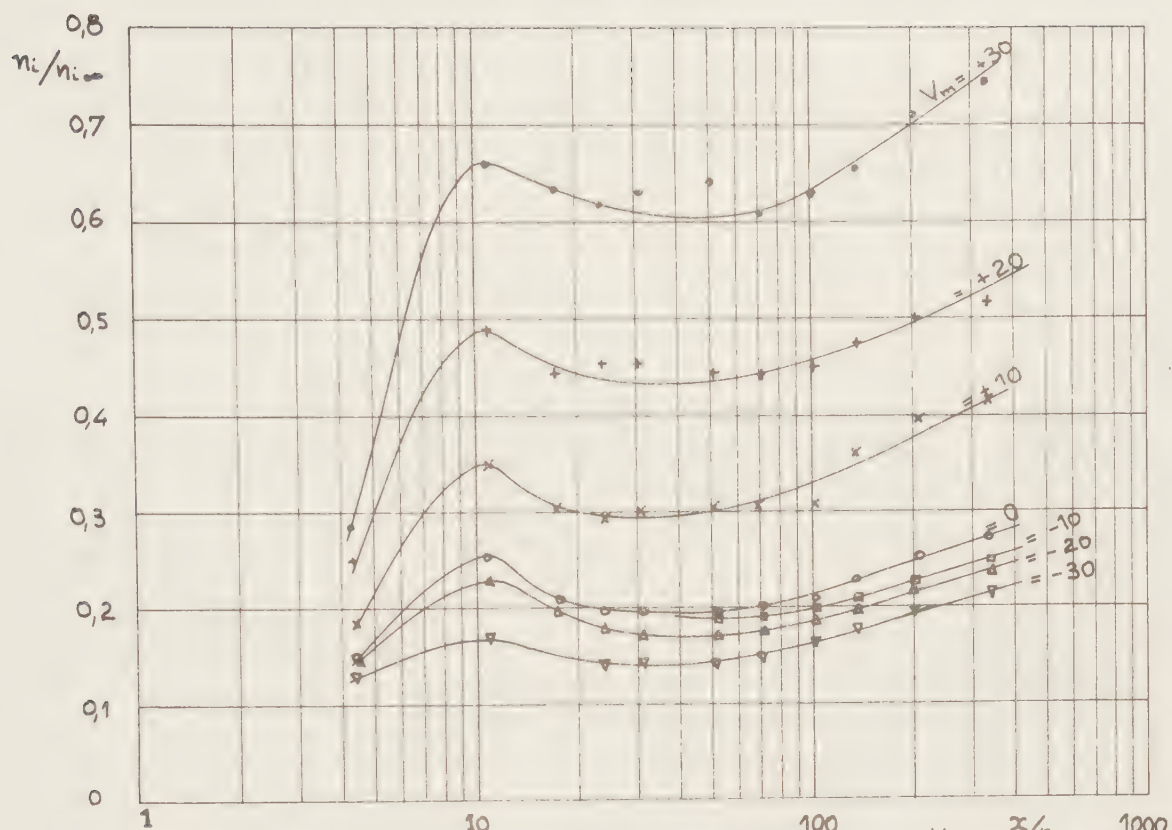


FIG:47. Variation de la densité ionique réduite sur l'axe x/r pour différentes tensions de la maquette ($M=4, p=40 \mu\text{Hg}, K_n=0,5$).

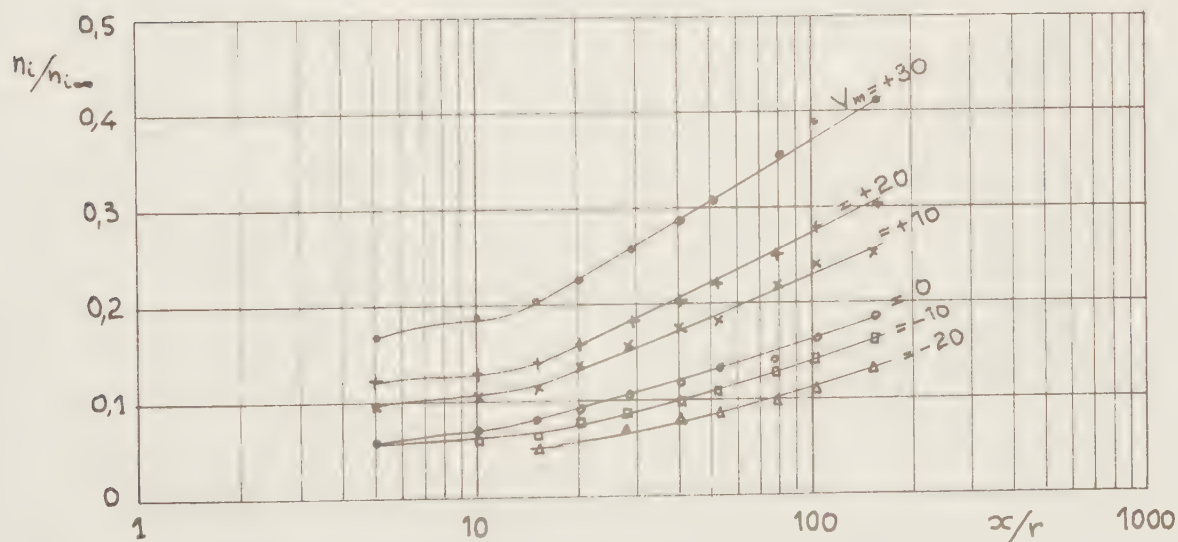


FIG:48. Variation de la densité ionique réduite sur l'axe x/r pour différentes tensions de la maquette ($M=4, p=40 \mu\text{Hg}, K_n=0,2$).

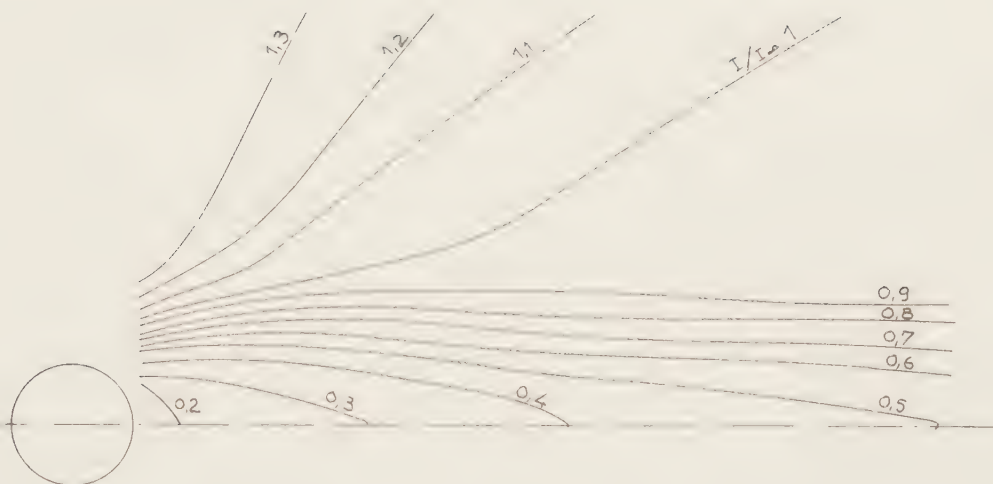


FIG:49 - Représentation des lignes d'iso-courant ionique pour un écoulement à Mach 2, 40 μ Hg pression statique autour d'un cylindre de 6mm de diamètre.



FIG:50 - Représentation des lignes d'iso-courant ionique pour un écoulement à Mach 4, 40 μ Hg pression statique autour d'un cylindre de 6mm de diamètre

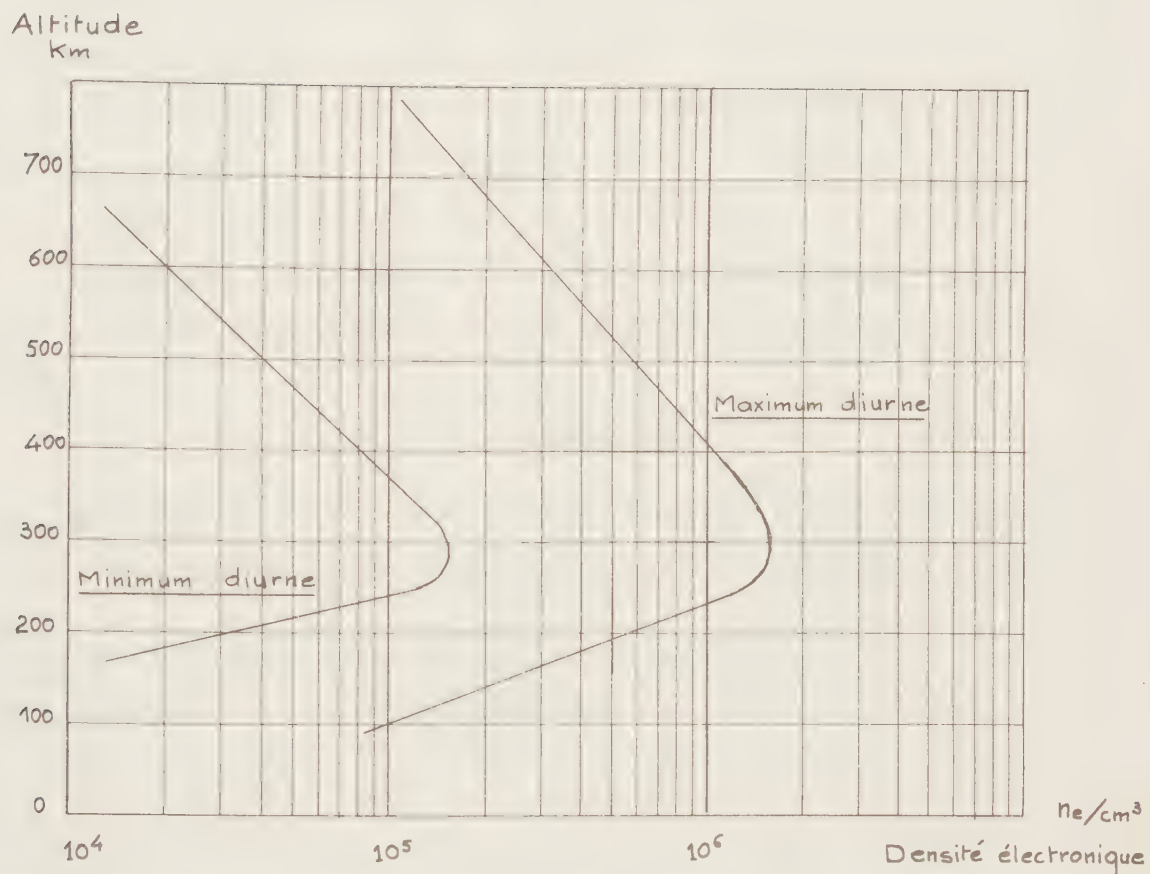


FIG:51 - Variation de la densité électronique en fonction de l'altitude.

FACULTÉ DES SCIENCES
DE PARIS

9, QUAI SAINT BERNARD - PARIS V^e

SERVICE DE LA SCOLARITÉ

Bureau des Enseignements du 3^e Cycle

TÉLÉPHONE : 336-25-25 - P

PERMIS D'IMPRIMER

DOCTORAT : DOCTEUR - INGÉNIEUR

THESE DE :

Nom : PERY

Prénoms : Rémy

Né (e) le 14 Août 1937 à PARIS 4^{ème} Dép^t Seine

SUJETS

1^{ère} THESE : "Etude de la densité électronique dans le sillage de cylindres placés dans les écoulements supersoniques de gaz raréfiés faiblement ionisés."

2^e THESE (Propositions faites par la Faculté) :

"Les lasers chimiques."

Vu et approuvé

Paris, le 23 Juin 1967

Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Paris

Vu et permis d'imprimer

Paris, le

Le Recteur de l'Académie
de Paris



Imprimé aux Laboratoires de Bellevue
1, Place Aristide-Briand, à Bellevue (Seine-et-Oise)

